

ion c. petrea · livia maria ionescu

# fizica elastomerilor reologie





MINISTERUL EDUCAȚIEI ȘI ÎNVĂȚĂMINTULUI

*Prof. dr.* ION C. PETREA



*Lector. dr.* LIVIA MARIA IONESCU

# fizica elastomerilor reologie



EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ  
București



Physics of Elastomers. Rheology.  
Physique des élastomères. Rhéologie.  
Физика эластомеров. Реология.

**Redactor: Ileana Negulescu**  
**Tehnoredactor: Victoria Ghimț**  
**Grafician: Mareu Vasile**

---

*Plan editură Nr. 5755.*  
*Coli de tipar 15.*  
*Bun de tipar 16.04.81.*

---



c. 855 I. P. „Informația”  
str. Brezoianu nr. 23–25,  
București



Cursul de specialitate predat studenților din anul V, în cadrul specializării de fizica polimerilor, își găsește sub forma și în volumul de față o anumită concretizare, determinată de programele analitice semestriale, corespunzătoare celor două părți reunite în planul de învățământ al facultății sub titlul de *Fizica elastomerilor. Reologie*.

Atât fizica elastomerilor, cât și reologia polimerilor, ca discipline autonom constituite în aria de preocupări regăsite curent sub denumirea generică *Polymer Science and Engineering* ating, în prezent, dimensiuni comparabile cu acelea ale unor remarcabile volume tematice, cum sînt: *Principles of Polymer Chemistry* (P. J. Flory, 1953), *Viscoelastic Properties of Polymers* (J. D. Ferry, 1961), *Physical Properties of Polymers* (F. Bueche, 1962), *Struktura i mehanicheskie svoistva polimerov* (V. E. Guli, V. N. Kuleznev, 1972), *Mechanics of Polymers* (R. G. C. Arridge, 1975) etc.

Autorii au în vedere atât cerințele actuale de informare sistematică interdisciplinară, cât și lipsa din literatura de specialitate a unor lucrări cu extensia și profilul presupuse azi de direcțiile de cercetare aplicativă, vizînd cuprinzător elastomerii sau/și reologia polimerilor. Se ține seama în acest context și de cerința de a aduce la zi documentarea inițiată cu ani în urmă prin publicarea unor lucrări ca: *The Physics of Rubber Elasticity* (L. R. G. Treloar, 1958), *The Rheology of Elastomers* (P. Mason, N. Wooley, 1958), *Rheology of Polymers* (E. T. Severs, 1962) și alte cîteva, în parte, utile încă.

Fizica elastomerilor se asociază și se întrepătrunde cu reologia materialelor macromoleculare atât prin modalitățile de abordare a mecanismelor de constituție și structură, cât și prin relațiile dintre proprietăți și structură. Majoritatea conceptelor și reprezentărilor utilizate pentru dezvoltarea și consolidarea teoriilor cinetico-structurale, ca și pentru elucidarea interdependențelor fizico-chimice și ale implicațiilor tehnologice sînt comune fizicii elastomerilor și reologiei.

În prima parte sînt cuprinse cele mai semnificative teorii și aproximări referitoare la particularitățile de structură, configurație și conformație macromoleculară, insistîndu-se asupra acelor probleme care nu au fost tratate în cursul tipărit de *Struktura polimerilor* (I. C. Petrea, 1971). Se alocă un spațiu introductiv informației de interes factic privind evoluția descoperirilor istorice în domeniul cercetării științifice și al tehnologiilor materialelor macromoleculare, în general, al elastomerilor, în special.

Din multitudinea problemelor abordate, teoretic și experimental, au fost selectate grupat, pe capitole și paragrafe, preocupările soldate cu rezultate concludente în perspectiva imediată a cercetării de dezvoltare proprie fizicii elastomerilor și tehnologiilor de obținere, prelucrare și utilizare a cauciucului sintetic.

Reprezentările aferente structurilor și conformațiilor de lanț, cărora li se asociază modele și mecanisme de constituție sterică și de interacțiune, au la bază noțiuni și definiții care presupun o terminologie internațională relativ consacrată. Inconsecvența terminologică, frecvent constatată în literatura de specialitate, constituie un handicap pentru neinițiați, dar înlăturarea ei nu trebuie să promoveze, artificial și monoton, o standardizare stereotipă, internațională și autohtonă în același timp.

Autorii consideră de datoria lor să semnaleze și să sublinieze genul proxim noțional prin termeni sau denumiri adecvate contextului și noto-



rietății științifice a sursei bibliografice folosite. În acest sens trebuie admisă denumirea de verigă elementară pentru molecula de bază, sau unitatea monomeră, dacă se substituie catenei principale, în referirile curente, termenul de lanț macromolecular sau macrolanț. Este, de asemenea, corect și recomandabil să distingem între diferitele stări și comportări locale ale uneia și aceleiași entități structurale, care participă la o tranziție conformațională sau la rotația internă, sub denumirea uzuală de conformer, sau respectiv, rotamer. După Hans-Georg Elias (*Macromolecules*, vol. 1, *Structure and Properties*, Plenum Press, 1977), moleculele cu conformații nesuperpozabile sînt numite conformeri, rotameri sau izomeri conformaționali.

Diversificarea terminologiei specifice în fizica elastomerilor decurge din criterii constitutiv-structurale, configuraționale, conformaționale, cărora li se adaugă altele, după polimolecularitate, masă moleculară, grad de polimerizare, reticulare etc. Orice index dintr-un tratat cu profil de polimeri cuprinde termeni ilustrînd aceeași mărime, dată fiind echivalența lor unanim recunoscută; astfel, în loc de unitate monomeră se poate spune mer sau de bază.

Legăturile și interacțiunile proprii macrolanțurilor flexibile din sistemele elastomere presupun și ele, în sensul unor considerațiuni probabilistice și termodinamice, o serie de reprezentări fenomenologice și noțiuni definitorii specifice. Statistica conformațională favorizează teoretizarea fenomenologice susceptibile de confirmări practice integratoare pentru dezvoltarea și consolidarea domeniului fizicii elastomerilor. În limita spațiului afectat, autorii vizează o tratare tematică unitară, evident neexhaustivă.

În partea intitulată *Reologie* sînt tratate problemele de bază ale comportării viscoelastice și ale reometriei sistemelor macromoleculare. Autorii acordă precădere teoriei moleculare a curgerii viscoase, reliefînd aproximările unor stări și comportări particulare. Sînt relevate proprietățile mecanice implicate primordial în reometria compușilor macromoleculari. Geometria deformărilor și a tensiunilor asigură suportul matematic adecvat comportării reologice simple și cîtorva interdependențe fizico-structurale proprii unor fenomenologii reologice complexe. Proprietățile reologice sînt și ele corelate în condițiile studiului viscozimetriei al soluțiilor de polimeri. Evidențiind caracterul și importanța procedeelelor și metodelor viscozimetrice, în limitele curgerii polimerilor în stare topită, sînt examinate în același context teoretic și experimental unele caracteristici reonomice, semnificative tehnologic.

Cadrul și programa analitică a fiecăreia din cele două părți, ca și interferența acestora cu disciplinele de profil din aria specializării în fizica polimerilor impun autorilor considerente și restricții menite să preîntîmpine abordările paralele. În pofida inconvenientelor de elaborare sistematică și de relatare cît mai eficientă în conținut și exprimare, autorii îndrăznesc să spere că munca lor pentru publicarea volumului de față slujește bibliografia de profil autohtonă.

Autorii



## Cuprins

Lista de simboluri . . . . .	8	3.2.1. Macrolanțul din rotameri liberi . . . . .	58
<b>PARTEA ÎNTÂI</b>		3.2.2. Distanța <i>r<sub>ij</sub></i> dintre două unități oarecare . . . . .	61
<b>FIZICA ELASTOMERILOR</b>		3.2.3. Raza de rotație a macromoleculei . . . . .	61
<i>Capitolul I</i>		3.2.4. Momentele de distribuție . . . . .	63
Introducere . . . . .	11	3.2.5. Raportul caracteristic . . . . .	63
1.1. Scurt istoric al dezvoltării cunoașterii polimerilor . . . . .	11	3.3. Alte caracteristici și aproximări ale lanțului real . . . . .	64
1.2. Din istoria cauciucului . . . . .	14	3.3.1. Modelul rotamerului frinat steric . . . . .	64
1.3. Date preliminare în sinteza cauciucului . . . . .	16	3.3.2. Lanțul cu împiedicare simetrică a rotamerilor . . . . .	69
<i>Capitolul II</i>		3.3.3. Rotameri disimetrice . . . . .	73
Structura elastomerilor . . . . .	20	3.3.4. Implicații și consecințe ale izomeriei rotaționale . . . . .	75
2.1. Structuri reprezentative, modele și caracteristici . . . . .	20	3.4. Matricea corelării legăturilor reale . . . . .	78
2.1.1. Descrierea sumară a câtorva caracteristici . . . . .	23	3.4.1. Generalizarea corelării matriceale . . . . .	80
2.1.2. Polibutadien-stirenul . . . . .	25	3.4.2. Aditivitatea energiilor de conformație a legăturilor . . . . .	82
2.1.3. Cauciucurile acrilice . . . . .	26	3.4.3. Potențiale de rotație simetrice și independente . . . . .	84
2.1.4. Cauciucurile butadien-nitrilice . . . . .	27	3.4.4. Diverse interdependențe ale legăturilor de lanț și ponderile lor statistice . . . . .	85
2.1.5. Alți elastomeri sintetici . . . . .	28	3.4.5. Matricele ponderilor statistice pentru legături interdependente . . . . .	89
2.2. Macromolecula — flexibilitatea și factorii ei sterici . . . . .	36		
2.2.1. Tipuri de izomeri și secvențe . . . . .	39	<i>Capitolul IV</i>	
2.2.2. Rotația internă . . . . .	42	Teoria fenomenologică a elasticității polimerilor înalt elastici . . . . .	93
2.2.3. Asocieri macromoleculare și efecte de volum . . . . .	47	4.1. Reprezentări fenomenologice . . . . .	93
<i>Capitolul III</i>		4.1.1. Originea elasticității înalte . . . . .	94
Mecanica statistică a macromoleculilor. Concepte și legități de bază . . . . .	53	4.1.2. Elasticitatea înaltă . . . . .	94
3.1. Elemente de statistică conformațională . . . . .	53	4.2. Particularități și legități în deformabilitatea elastomerilor . . . . .	100
3.1.1. Modelul macrolanțului cu articulații libere . . . . .	54	4.2.1. Modelul cauciucului ideal . . . . .	101
3.2. Macrolanțul real. Modele, parametri caracteristici, aproximări . . . . .	58		



4.2.2. Efectele reticulării . . . . .	104	6.2.2.1. Starea de tensiune a unei arii elementare . . . . .	143
4.3. Proprietățile de rețea ale elastomerilor . . . . .	108	6.2.2.2. Starea de tensiune a unui volum elementar . . . . .	144
4.3.1. Aproximații și precizări în teoria rețelei . . . . .	110	6.2.3. Geometria micilor deformații . . . . .	145
4.4. Abordarea termodinamică a înaltei elasticități . . . . .	112	6.3. Comportări reologice simple . . . . .	147
4.4.1. Caracteristicile energetice și entropice ale deformației înalt elastice . . . . .	113	6.3.1. Elemente de teoria elasticității . . . . .	147
4.4.2. Inversia termoelastice . . . . .	117	6.3.1.1. Solid hookean . . . . .	147
4.4.3. Entropia unui lanț . . . . .	117	6.3.1.2. Relații între tensiune și deformație într-un corp elastic ideal. Cazul tensiunilor omogene . . . . .	148
4.4.4. Caracterul entropic al potențialului elastic . . . . .	118	6.3.1.3. Caracterizarea deformării din punct de vedere energetic . . . . .	149
<b>Capitolul V</b>		6.3.1.4. Reprezentarea proprietăților elastice ale corpurilor izotrope . . . . .	150
<b>Experiențe semnificative în fizica elastomerilor . . . . .</b>	124	6.3.1.5. Cazul tensiunilor neomogene . . . . .	151
5.1. Verificarea experimentală a teoriei zării unor fenomene . . . . .	124	6.3.2. Elemente de hidrodinamica fluidelor newtoniene . . . . .	153
5.1.1. Efectul Gough-Joule . . . . .	124	6.3.2.1. Fluid newtonian . . . . .	153
5.1.2. Temperatura ca reper și criteriu experimental . . . . .	127	6.3.2.2. Relații între tensiune și gradientul vitezei într-un lichid newtonian. Cazul tensiunilor de forfecare omogene . . . . .	154
5.2. Metode termomecanice . . . . .	128	6.3.2.3. Cazul tensiunilor neomogene. Ecuațiile diferențiale fundamentale ale curgerii viscoase . . . . .	155
5.2.1. Alte metode și procedee aplicate în studiul elastomerilor . . . . .	130	6.4. Alte forme de manifestare reologică . . . . .	157
5.2.2. Diverse observații și concluzii experimentale . . . . .	131	6.4.1. Fluide newtoniene . . . . .	157
<b>Bibliografie . . . . .</b>	131	6.4.2. Tixotropie . . . . .	160
		6.4.3. Comportarea viscoelastică . . . . .	162
		<b>Capitolul VII</b>	
		<b>Teoria moleculară a curgerii viscoase</b>	167
		7.1. Caracterele generale ale stării lichide . . . . .	167
		7.2. Teorii referitoare la structura și la viscozitatea lichidelor . . . . .	168
		7.2.1. Difuzia moleculară în lichide . . . . .	169
		7.2.2. Viscositatea lichidelor . . . . .	170
		7.3. Teoria termodinamic-statistică a soluțiilor polimere diluate . . . . .	172

## PARTEA A DOUA

### REOLOGIE MACROMOLECULARĂ

Obiectul reologiei . . . . .	135
------------------------------	-----

#### Capitolul VI

#### Teoria fenomenologică a comportării mecanice proprii sistemelor macromoleculare . . . . .

6.1. Proprietăți mecanice specifice polimerilor . . . . .	139
6.2. Geometria deformațiilor și a tensiunilor . . . . .	140
6.2.1. Caracterul izotrop al deformației unui polimer amorf . . . . .	140
6.2.1.1. Alungirea simplă . . . . .	140
6.2.1.2. Forfecarea simplă . . . . .	141
6.2.1.3. Compresiunea uniformă . . . . .	142
6.2.1.4. Corelarea caracteristicilor elastice ale corpurilor izotrope . . . . .	142
6.2.2. Geometria tensiunilor . . . . .	143



7.3.1. Teoria Flory-Huggins. Modelul de rețea bidimensională	173	8.3.5. Conformații și tranziții de conformații ale copolimerilor în soluție	203
7.3.1.1. Entropia de amestec a soluțiilor ideale	173	8.3.6. Viscozitatea polielectrolitelor	204
7.3.1.2. Entropia de amestec a soluțiilor polimere	174	<b>Capitolul IX</b>	
7.3.1.3. Căldura și energia liberă de amestec	178	<b>Comportarea viscoelastică a compușilor macromoleculari</b>	207
7.3.1.4. Cantități parțial molare	179	9.1. Natura comportării viscoelastice	207
7.3.2. Implicații și consecințe ale teoriei Flory-Huggins	180	9.2. Teoria matematică a viscoelasticității liniare a polimerilor	209
7.3.2.1. Ecuația de stare sub formă virială pentru o soluție macromoleculară	180	9.2.1. Principiul superpoziției al lui Boltzmann	209
7.3.2.2. Caracterul interacțiunilor moleculare relevat cu ajutorul celui de-al doilea coeficient de virial. Temperatura $\Theta$	182	9.2.2. Funcții de fluaj și de relaxare	210
<b>Capitolul VIII</b>		9.2.3. Module și complianțe complexe	213
<b>Viscozimetria soluțiilor macromoleculare</b>	185	9.2.4. Modele analogice	214
8.1. Polimeri în soluție	185	9.2.4.1. Modelul Maxwell generalizat	215
8.2. Procedee și metode viscozimetrice	186	9.2.4.2. Modelul Voigt generalizat	219
8.2.1. Mărimi caracteristice în determinarea viscozității unor sisteme	186	9.3. Teoria fenomenologică a viscoelasticității polimerilor	221
8.2.2. Tehnici experimentale. Viscozimetre	189	9.3.1. Comportarea viscoelastică a unui polimer liniar amorf în funcție de temperatură	221
8.2.2.1. Viscozimetrul cu capilar	189	9.3.2. Spectrul viscoelastic	224
8.2.2.2. Viscozimetrul Couette	193	9.3.2.1. Influența masei moleculare asupra spectrului viscoelastic	224
8.3. Particularități fizico-structurale relevate în viscozimetria soluțiilor diluate de polimeri	194	9.3.2.2. Influența polidispersiei asupra spectrului viscoelastic	225
8.3.1. Corelația masei moleculare a polimerului cu viscozitatea soluției	195	9.3.2.3. Influența structurii chimice asupra spectrului viscoelastic	226
8.3.2. Dependența viscozității de concentrație. Caracterizarea interacțiunilor specifice soluțiilor macromoleculare	198	<b>Capitolul X</b>	
8.3.3. Evaluarea dimensiunilor neperturbate ale macromoleculor în soluție	199	<b>Reologia polimerilor în stare topită</b>	229
8.3.4. Influența temperaturii și a calității solventului asupra viscozității	200	10.1. Generalități	229
		10.2. Reometria topiturilor de polimeri	230
		10.2.1. Tehnici de extrudare capilară	230
		10.2.2. Metode de rotație	232
		10.3. Proprietăți reonome relevate în studiul experimental al topiturilor de polimeri	233
		10.3.1. Dependența viscozității polimerilor în stare topită de masa moleculară	234
		10.3.2. Dependența de temperatură	236
		<b>Bibliografie</b>	238



# LISTA DE SIMBOLURI

$A, A'$	atomi în lanț polimer	$\Delta E$	variația energiei de contact
$A$	aria secțiunii transversale a unei probe	$F$	energie liberă, forță elastică
$A_i (i = 1, 2, \dots)$	coeficienți de virial	$F_\varphi$	forță de forfecare
$A_{ij}, A_{ji}$	constante elastice	$\Delta F_a$	variația energiei libere de amestec
$a$	constantă în ecuația Marck-Kuhn-Houwink	$\mathcal{F}(t)$	funcție de fluaj
$a$	$a = z \cdot \Delta U(1,2)$	$f_a$	tensiune de alungire
$a_0$	aria secțiunii transversale a unei probe	$f_\varphi$	tensiune de forfecare
$a$	axă cristalografică	$G, G_\varphi$	modul de forfecare
$a_{ijkl}$	coeficienți de material	$G^+, G^-$	forme <i>gauche</i>
$a_1$	activitatea solventului	$\mathcal{G}(t_r)$	spectrul timpilor de relaxare (spectrul lui Maxwell)
$a_T$	variabilă redusă	$g$	acelerația gravitației; factor Flory
$B$	modul volumic de compresibilitate	$\langle H \rangle$	denivelare hidrostatică medie
$b$	axă cristalografică	$\langle h^2 \rangle$	distanța pătratică medie a macrolanțului
$b^2$	constantă de macrolanț	$j$	$\sqrt{-1}$
$b$	$b = \frac{z \cdot \Delta \bar{S}^*(1,2)}{k}$	$J$	compliantă
$C_m$	centrul de masă	$J^*$	compliantă complexă
$c$	concentrație	$\mathcal{J}(t'_r)$	spectrul timpilor de întârziere (spectrul lui Voigt)
$c$	axă cristalografică	$K$	compliantă la alungire
$c_p$	coeficient de pontaj	$K$	constantă în ecuația Marck-Kuhn-Houwink
$C_1$	coeficient de împachetare	$k$	constantă Boltzmann; parametru de dezordine
$\mathcal{C}_n, \mathcal{C}_\infty$	raport caracteristic	$k'$	constantă lui Huggins
$D$	modul de torsiune	$L$	lungimea de contur a unui macrolanț
$d, d_i$	distanțe, interstiții, lungimea legăturilor	$L$	lungimea unui tub capilar
$d_r$	densitate de reticulare	$L$	funcția Langevin
$E$	energie internă	$L_E$	lucrul (potențial) elastic
$E_a$	energie de activare	$\mathcal{L}$	lucrul deformant
$E\{\varphi\}$	potențial de rotație	$L_m$	lucrul mecanic
$E(\varphi)$	energie potențială de rotație	$L_\sigma$	lucrul deformației elastomerului gonflat pe unitatea de volum
$E(1,1), E(2,2), E(1,2)$	energii de contact între entitățile unui sistem binar	$l_0$	lungime inițială
$E_0$	barieră de potențial	$l_x$	proiecția lungimii $l$ pe axa $x$
$E_p$	energie potențială	$l$	mulțimea corelată a vectorilor $\vec{l}_i$
$E\{\vec{l}\}$	energie conformațională	$\Delta l$	alungire absolută
$\mathcal{E}$	modul de elasticitate	$M$	masă moleculară

$M_0$	masă moleculară monomeră
$\langle M_n \rangle$	masă moleculară medie numerică
$\langle M_v \rangle$	masă moleculară medie viscozime- trică
$\langle M_w \rangle$	masă moleculară medie gravime- trică
$M$	modul
$M^*$	modul complex
$\mathcal{M}$	momentul unui cuplu
$N$	număr de molecule, de lanțuri
$N_A$	număr de entități structurale într-un mol
$N_i$ ( $i = 1, 2$ )	fracții molare de solvent și solut
$n$	indice de curgere al unui polimer topit
$n_i$ ( $i = 1, 2$ )	numărul moleculelor de solvent și solut
$n_L$	numărul macrolanțurilor din rețea
$n_i$	numărul lanțurilor elementare
$n$	număr de verigi de lanț
$n_i$	numărul modurilor de distribuție a entităților
$n_p$	numărul punctelor din rețea
$n_+, n_-$	numărul pașilor pozitivi (negativi) proiecțiați pe o axă
$P$	grad de polimerizare
$\langle P \rangle$	grad de polimerizare mediu
$P_{1,2}$	numărul perechilor eterogene
$\Delta P$	diferența de presiune la capetele capilarului
$\mathcal{P}_r(t_i)$	distribuția relaxomerilor
$p$	presiune uniformă
$p_1$	tensiunea elastică a vaporilor dea- supra soluției
$p_1^0$	tensiunea de vapori a solventului pur
$Q$	căldură
$Q$	debit sau viteză de curgere volu- mică
$Q_1$	căldură de diluție (conținut în căldură)
$q$	numărul fracțiilor polimer-omologe
$R$	raza unui capilar, a unui cilindru
$R$	constanta universală a gazelor
$R$	radical sau substituent chimic
$\mathcal{R}(t)$	funcția de relaxare
$r_{ij}$	distanța dintre doi atomi sau legă- turi din lanț
$r$	rază Van der Waals
$r$	distanța dintre extremitățile lan- țului polimer

$\mathcal{R}$	rigiditatea macrolanțului
$S, S_0, S'$	entropie
$S_c$	entropie conformațională
$\Delta S_a$	variația entropiei de amestec
$\Delta \bar{S}^*(1, 2)$	variația entropiei de solvatare
$\Delta \bar{S}_1^*$	variația entropiei de configurație parțial molară a solventului în soluție
$\Delta S_{dez}$	variația entropiei dezorientării macrolanțurilor
$s$	raza de girație (de inerție)
$\langle s^2 \rangle^{1/2}$	raza de girație
$T$	temperatura absolută
$T_g$	temperatură de vitrifiere
$T_i$	matrice ortogonală
$t$	timp
$t_r$	timp (perioadă) de relaxare
$T_r$	temperatură de referință în ecuația WLF
$t_r'$	timp de întârziere
$U$	energie internă; barieră de poten- țial
$\Delta U$	variația energiei de contact
$\Delta U(1, 2)$	variația energiei de asociere etero- genă
$V$	volum
$V_E$	volum de expansiune
$V_p$	volum propriu
$V_r$	volum real
$V_F$	volum fluctuant
$\Delta V$	variația volumului
$\Delta V_i$	incrementul volumului atomic
$V_1$	volumul molar al solventului
$v$	viteză
$v_1, v_2$	fracțiile volumice ale componente- lor soluției
$\bar{v}$	volum parțial
$v$	volum specific
$W$	funcție de distribuție, de probabi- litate
$X$	substituent (radical)
$x$	numărul entităților de lanț
$\langle x_n \rangle$	gradul mediu de polimerizare
$Z, Z_1, Z_R$	sume statistice, ponderi statistice
$Z_c$	valoarea critică a lungimii macro- lanțului
$Z_w$	parametrul lungimii medii masice a lanțului
$z$	parametru de coordinație, sumă statistică
$\alpha$	parametru de gonflare
$\alpha$	configurație elicoidală
$\alpha$	unghi de torsiune



$\alpha$	unghiul conului din reometrele de tip con-placă
$\alpha$	coeficientul de temperatură al tensiunii
$T$	compresibilitate
$\beta$	configurație elicoidală
$\beta$	deformație (relativă)
$\gamma$	parametru de rotamerizare
$\gamma_r$	deformație de revenire
$\dot{\gamma}$	viteza deformației
$\dot{\gamma}_{rp}$	viteza reală a deformației de forfecare
$\dot{\gamma}_p$	viteza forfecării (alunecării) lângă perete
$\gamma^*$	deformația periodică
$\delta$	deplasare, distanță, deformare
$\delta_{ij}$	tensorul deformație
$\delta_\phi$	deformare de forfecare
$\epsilon$	energie de interacțiune
$\epsilon$	parametru de rotamerizare
$\epsilon_{long}$	alungire absolută
$\epsilon_{lat}$	contracție laterală
$\eta$	coeficient de viscozitate
$\eta_{in}$	viscozitate newtoniană inițială
$\eta_{min}$	viscozitate newtoniană minimă
$\eta^{(a)}$	viscozitate la întindere
$\eta_r$	viscozitate relativă
$\eta_{sp}$	viscozitate specifică
$\eta_{red}$	viscozitate redusă
$[\eta]$	viscozitate intrinsecă
$\eta_{inh}$	viscozitate inerentă
$\eta_S$	viscozitatea temperaturii de referință $T_S$ din ecuația WLF
$\lambda$	constanta Lamé
$\lambda$	raport de extensie
$\mu$	constanta Lamé
$\mu_1$	potențial chimic al solventului în soluție

$\mu_1^0$	potențial chimic al solventului pur
$\Delta\mu_1$	variația potențialului chimic al solventului
$\mu_2$	potențialul chimic al polimerului dizolvat
$\mu_2^0$	potențialul chimic al polimerului pur
$\Delta\mu_2$	variația potențialului chimic al polimerului dizolvat față de cel al polimerului pur
$\nu$	viscozitate cinematică
$\nu$	număr de lanțuri în rețea
$\nu_1$	mobilitate moleculei
$\Pi$	presiunea osmotică
$\pi$	legătură dublă
$\rho$	densitate
$\rho_S$	densitate corespunzătoare temperaturii $T_S$ din ecuația WLF
$\sigma$	legătură simplă
$\sigma$	coeficient Poisson
$\Theta$	temperatura Flory
$\theta$	unghi de valență
$\theta$	unghi de difuzie
$\tau$	tensiune
$\tau_\phi$	tensiune de forfecare
$\tau_0$	limită de curgere
$\tau_i$	tensori principali
$\tau_{kl}$	tensorul tensiune
$\tau^*$	tensiune sinusoidală
$\tau_{rp}$	tensiune reală de alunecare lângă perete
$\Phi$	funcțională
$\Phi$	constanta lui Flory
$\phi$	unghi de forfecare
$\phi$	unghi de defazaj
$\phi$	unghiul rotației interne
$\Omega$	numărul conformațiilor aferente unei stări date
$\omega$	viteză unghiulară, pulsație

# Partea întâi

## FIZICA ELASTOMERILOR

### Capitolul I

#### INTRODUCERE

##### 1.1. Scurt istoric al dezvoltării cunoașterii polimerilor

Elastomerii, ca materiale macromoleculare capabile de stare înalt elastică, se înscriu prin remarcabile caracteristici fizico-structurale în ampla și extrem de diversificată gamă a polimerilor naturali și sintetici. În evidența generală a nomenclatorului cuprinzând compuși macromoleculari cunoscuți în prezent, elastomerii, identificați prin mii de specii de cauciuc sintetic, joacă un rol tehnico-economic deosebit de important.

Polimerii, în general, elastomerii, în special, sînt comparabili prin largă lor aplicabilitate cu metalele, cu diferitele materii prime și materiale imediat necesare progresului tehnic și social. În economia națională, producerea și utilizarea polimerilor avansează noi și ilustrativi indicatori de prosperitate.

O succintă relatare privind dezvoltarea istorică a cunoașterii și folosirii compușilor macromoleculari, naturali și sintetici, se poate dovedi utilă în cadrul introductiv al acestui capitol. Descoperirile, faptele de laborator și ideile remarcabile, care se constituie în interesante repere cronologice ale dezvoltării științei despre polimeri, anticipează, dealtfel, dinamica preo-cupărilor și rezultatelor actuale. Cu mult timp în urmă, era ignorată nu numai perspectiva folosirii practice a substanței macromoleculare, dar și existența, sau chiar abundența acesteia în natură; cunoașterii și creșterii interesului pentru valorificarea polimerilor le-au fost necesare decenii de viață civilizată.

Începuturile istoriei substanței macromoleculare se contopesc cu străvechi activități de explorare și de exploatare ale materiilor prime, oferite darnic sau zgîrcit omului, de natura înconjurătoare. În ambianța naturii vii și a lumii anorganice, marcată precumpănitor de existența aerului, apei și a numeroși compuși macromoleculari, omul descoperă și valorifică progresiv sursele și resursele proprii regnurilor animal, vegetal și mineral.

Compuși macromoleculari organici, constituenți ai materiei vegetale, depășesc cantitativ și adesea calitativ totalitatea substanțelor organice cu structură micromoleculară. Caracteristicile structurale impun, împreună cu însușirile fizico-chimice, nenumărate substanțe, compuși, materii prime și materiale indispensabile creșterii continue a nivelului de trai și civilizație. Celuloza, lignina, cauciucul, cărbunele, petrolul, bumbacul, minereurile și multe alte materii prime sau produse, devenite vitale alături de grîne și de celelalte bunuri agro-alimentare, au generat de-a lungul secolelor preocupări și dispute sociale încheiate adesea cu redistribuirea resurselor și spațiilor de existență.

Creșterea populației globului, în ultimul mileniu, de la sute de milioane la miliarde de oameni, propulsează și diversifică binefăcător cercetarea și descoperirile științifice și tehnice. Știința și tehnologia au cunoscut etape de pionierat, marcate de aplicarea unor procedee și tratamente de prelucrare și manufacturare a materiilor brute, care nu pot fi ignorate. Astfel, încep să



cadă barierele dintre organic și anorganic, în acerba luptă a monopolurilor trestiei și sfeclei de zahăr, cauciucului natural și sintetic, mătasei și celofibrei etc. Omenirea beneficiază tot mai mult de metodologia producerii materiilor organice pe cale sintetică.

Acumularea și sistematizarea informației științifice, puse la baza tehnologiilor moderne, s-au dovedit extrem de eficiente pentru dezvoltarea multor domenii de activitate tehnică, și îndeosebi, a chimiei de sinteză. Producerea și utilizarea polimerilor sintetici influențează prosper viața economică și piața mondială de consum caracteristice ultimelor decenii. Totuși, istoria materialelor macromoleculare, a polimerilor naturali are obârșii și semnificații mult mai îndepărtate, care se confundă cu arta plastică presupusă de formarea, sau modelarea, argilei amforelor antichității. Însușirile plastice ale unor materiale ceramice, ale rășinilor naturale, ale unor amestecuri asfaltice sau bituminoase argumentează impresionant frumusețea și durabilitatea atîtor uimitoare dovezi de civilizație antică. Multe și interesante lucrări de artă, sculpturi, construcții civile etc. ar fi fost de neconceput fără calitățile plastice inerente stadiilor de turnare sau de modelare subordonate procesului de creație. Particularitățile fizico-mecanice de prelucrare și formare convenabilă a unor amestecuri de hidrocarburi naturale pirogenate, sau ale unor lianți și materiale de umplură de natură minerală, au permis poarelor străvechi să realizeze construcții edilitare, pavaje, canalizări, mozaicuri de-a dreptul uluitoare. Se știe că babilonienii foloseau bitumul ca masă plastică în lucrările de racordare etanșă a conductelor ceramice pentru canalizare: asirienii, chaldeenii și olmecii au folosit și ei unele materiale naturale cu însușiri plastice.

Istoria producției de bunuri materiale nu a cunoscut produse și articole de imediată folosință care să exercite asupra omului o atracție mai mare decît aceea a obiectelor confecționate din materiale polimere. Funcționalitatea, durabilitatea, aspectul și costul făc consumul actual al obiectelor din materiale polimere extrem de diversificat și masiv.

Criteriile de utilitate funcțională fundamentează o largă gamă de produse care revoluționează științific și tehnic dezvoltarea unor importante domenii, ca tehnologia mecanică, electrotehnica, electronica, medicina, biologia, agrotehnica, industria firelor și a fibrelor chimice, a țesăturilor sintetice, a cauciucului, sticlei, ceramicii etc. Cercetarea chimică, fizica și tehnologia inginerescă asigură dezvoltarea impetuoasă a diferitelor ramuri de producție și aplicabilitate ale materialelor polimere.

La baza acestei dezvoltări se află o serie de resurse naturale epuizabile, cum sînt petrolul, cărbunele sau gazele naturale, din fericire, substituibile prin inteligența creatoare a omului. Colectivele de cercetare modernă și rezultatele de seamă ale acestora se înscriu pe linia ascendentă a unor descoperiri epocale care includ la loc de frunte și succesele fizico-chimiei veacului trecut. În acest sens, pot fi remarcate sinteza acidului oxalic (F. Wöhler, 1824), a ureei (F. Wöhler, 1828), a unor zaharuri (Butlerov), sau a unor compuși grași (Berthelot), care au constituit evenimente istorice pentru producția materială.

În a doua jumătate a secolului trecut capătă contur teoria structurii chimice. Elucidarea unor mecanisme cinetico-structurale favorizează printre altele și chimia macromoleculară, producerea primilor polimeri sintetici. Celuloza, celuloidul și o serie de materiale plastice celulozice au ca și cauciucul istoria lor, prilejuind observația, ca și în alte cazuri, că între găsirea materiei prime, pe de o parte și obținerea în laborator sau producerea industrială a unui polimer, pe de altă parte, se aștern perioade lungi de timp.

Exemplul celulozei naturale este edificator sub raportul perioadei scurse pînă la obținerea celuloidului derivat chimic din ea, după mai bine de 20 de ani. Descoperirea fonografului în 1877 a condus la găsirea și valorificarea unui al doilea material plastic, denumit șelac; acesta a fost folosit multă vreme la confecționarea discurilor de gramofon. În locul șelacului produs de o varietate tropicală de insecte, a fost necesar să se recurgă în același scop la diferite rășini de lac termoplastice, înlocuite și ele în ultimul timp cu materiale sintetice de tip vinilic.

Semnificativă, în acest context, este și evoluția materialelor decurgînd din descoperirea clorurii de vinil; capacitatea de polimerizare a acesteia a fost relevată după patru decenii, pentru ca de-abia după alte două decenii să fie polimerizată în laborator. Policlorura de vinil, atît de larg folosită azi, a început să fie produsă industrial numai după 1930.

Între descoperirea materiei prime necesare producerii poliacetatului de vinil și polimerizarea respectivă a acestuia la scară industrială (1936) a trecut aproape un veac.

Producerea industrială a polistirenului (1923—1925) a urmat la cîteva decenii obținerii stirenului.

Formaldehida, ca materie de bază, descoperită în perioada 1870—1875, își află consacrarea de rășină fenol-formaldehidică abia după patru decenii. Șirul exemplelor privind asemenea decalări în timp este mult mai mare.

Acizii grași, parafina, săpunul, galalitul, bachelita și multe alte substanțe sau compuși cu moleculă mică, sau mare, sînt regăsiți frecvent prin caracterele lor constitutiv-structurale în stările fizice și în procesele tranziționale ale celor mai mulți polimeri.

Interconexiunile microconfigurațiilor monomere în configurațiile macromoleculare poartă amprenta structurilor și morfologiilor proprii substanțelor de bază; așa, de exemplu, acidul lactic stă la baza esterilor săi indispensabili fabricării unor lacuri, dînd ca produs secundar și acetona folosită la realizarea mătăsii artificiale. Galalitul, care imită chihlimbarul, celuloidul sau chiar fildeșul, a fost obținut în laborator la sfîrșitul secolului trecut, din cazeină tratată cu formaldehidă. Nici galalitul și nici bachelita, descoperită de doctorul belgian L. H. B a e k e l a n d în anul 1909, nu își datoresc apariția, ca materiale plastice, vreunui hazard; cercetările privind condensarea fenolului cu formaldehida, inițiate de chimistul german A. B a e y e r, dateau încă din anul 1872. Rășinile de tip fenoplastic, remarcabile prin termoreactivitatea lor ca și prin rezistența chimică, domină și în prezent producția de repere electrotehnice de uz comun (întreprinderi, prize, ștehere, socluri, tuburi izolatoare etc.). Fenoplastele, folosite drept cuzineți în palierale laminatoarelor, sporesc de peste o sută de ori durata de exploatare, în raport cu aceea a cuzinețelor de plumb.

În anul 1935, italianul F e r e t t i obținea fibre de lanital din lapte degresat; astfel, laptele, alături de lemn, cărbune, petrol, var, devenea o materie primă pentru industria textilă. Fibrele de lanital substituiau cu succes lîna, tot așa cum mătasea artificială concura mătasea naturală. În anvelopele autovehiculelor grele erau înserate țesături de mătase artificială, preferate celor de bumbac, pentru sporirea rezistenței la căldură și uzură, în exploatare.

Sub forma de mase plastice, fire și fibre chimice, elastomeri, sticle organice etc., polimerii sintetici au intrat în sfera producției materiale, cu cîteva excepții, în acest secol. Într-o ordine aproximativă, clasele importante de polimeri sintetici au apărut, după cum urmează, în anii sau perioadele menționate în paranteze: *polimetacrilati* (1928—1930), *cauciuc butadienic* (1932), *poliamide* (1932—1937), *polietilenă* (1939), *cauciucul butadienstiren* (1932—



1940), *poliesteri* (1943), *siliconi*, (1943), *politetrafluoretilenă* (1942), *rășini epoxidice* (1940—1945), *policarbonați* (1953), *poliformaldehide* (1957), *polioxifenilene* (1959), *poliimide* (1963), *polisulfonați* (1966), continuând cu *ionomeri*, *polialomeri* și alți produși de dată mai recentă.

## 1.2. Din istoria cauciucului

Primele informații cu caracter științific privind cauciucul, obținerea, prepararea și utilizarea sa sînt cuprinse într-o comunicare făcută de Charles-Marie de la Condamine, la Academia de științe din Paris, în anul 1735. La Condamine, ca de altfel și Fresnaud care a redactat o lucrare științifică despre cauciuc, a avut în secolul XVI precursori pe Oviedo, Martyr și Gumilla; aceștia relatează în notele lor de remarcabili călători ai epocii că maiiașii din Yucatan și indigenii unor triburi din Mexic, Peru, Bolivia și Venezuela cunoșteau jocul *batey* cu mingi de gumă al indienilor din Brazilia. Botanistul Fuset Aubley făcea în 1762 prima descriere științifică a arborelui de cauciuc *hevea brasiliensis*, dînd și unele amănunte ale multisecularului joc cu mingea. A trebuit să treacă peste un secol de la memoriul lui La Condamine, în care era descris arborele, numit de indigeni *Hhevé*, pentru ca produsul *cahu-chu* („lacrima copacului” sau „lemn curgător”) să fie cunoscut și în afara unui cerc restrîns de oameni de știință. Pe la 1770 era cunoscută *India Rubber*, guma de șters urmele de creion, făcută din cauciuc și foarte scumpă pentru desenatorii care își permiteau luxul să o folosească în preocupările lor, de atunci. Cu toate acestea, descoperirea gumei de șters de către chimistul englez Priestley fusese precedată de confecționarea unor butelii pentru lichide și a galoșilor din cauciuc. Pînă a se ajunge, totuși, la galoșii și impermeabilele fabricate în 1830 de Thomas Hancock și MacIntosh au fost necesare cîteva etape, marcate de încercarea de a adapta rășina închisă la culoare și întărită, față de latexul alb inițial, pentru confecționarea de feștile, de cizme și mantale impermeabile. Afumarea cizmelor purtate de indienii maiiași contribuia la mărirea duratei de impermeabilizare și folosirea acestora. Experiența indienilor în privința folosirii cauciucului nu satisfăcea exigența industriașilor din Europa care, la începutul secolului al XIX-lea, urmăreau producerea unor galoși și mantale de ploaie, care să reziste atît la frig, cît și la cald.

După decenii de cercetări întreprinse de chimiști în scopul ameliorării calităților de prelucrare și utilizare ale cauciucului natural, de-abia în anul 1839, tînărul de 20 de ani Charles Goodyear reușește să prepare cauciucul rezistent la variații relativ mari de temperatură. Goodyear a amestecat cauciucul cu magneziu și cu var, cu clei și cu multe alte substanțe, trebuindu-i 10 ani de chin și cheltuieli pînă cînd împreună cu N. Hayward, un alt specialist în cauciuc, au constatat că sulful este partenerul mult căutat. Prin încălzire îndelungată și într-o proporție de amestec favorabilă scopului urmărit, Goodyear a reușit să obțină o masă neagră, consistentă — *ebonita*. Încălzirea puternică și rapidă ducea la cauciucul elastic și rezistent la acizi. Guma tratată astfel cu sulf devenea un cauciuc vulcanizat, care nu mai era lipicios și satisfăcea cele mai multe cerințe ale industriei chimice, electrice și de automobile. Chimistul englez Hancock perfecționează procedeul americanului Goodyear obținînd un prim brevet de vulcanizarea cauciucului; ambilor li se recunoaște meritul de a fi revitalizat cauciucul natural, printr-un brevet comun. Vulcanizarea a făcut din cauciuc un material de

interes tehnico-economic primordial, cu o bună elasticitate și rezistență mecanică, relativ dur și stabil în raport cu unii agenți.

În anul 1845, un englez Thomson imaginează primele „arcuri” de trăsură sub forma unor furtunuri de cauciuc dispuse protejat pe roți; francezul Michelin, un ciclist care folosea la bicicleta sa cauciucuri pline, a preluat ideea brevetată de J. B. Dunlop, aplicând roților de automobil, în cursa Paris-Rouen, cauciucurile umplute cu aer, care l-au ajutat să câștige întrecerea.

De la 400 de tone de cauciuc extrase din arborii hevea, mangaveira, kick xias și alte plante cauciucofore (hevea guyanensis, ficusul malaiez, guayala mexicană, cocsakizul din Asia centrală) în anul 1840, s-a ajuns, în 1890, la aproape 30 000 de tone. Miile de căutători de gumă, mangaveros sau seringueiro, care strîngeau, străbătînd pădurile, laptele de cauciuc secretat de rețeaua de canale fine de sub scoarța crestată, nu mai izbuteau să satisfacă cererea mereu crescîndă a pieții; umplerea marilor bazine cu latex pentru a se coagula într-o masă elastică de cauciuc (*plancha*), uscată apoi și afumată pînă devenea, pe rînd, roșie, galbenă și neagră, era o treabă din ce în ce mai grea. Producția și prețul cauciucului au crescut pe măsura nevoilor Americii și Europei, dar nu fără sacrificarea oamenilor și a arborilor exploatați lacom; numai în ținutul peruvian Putumayo, populația a scăzut de la 50 000 de locuitori la 8 000, în timp ce producția anuală de cauciuc brut a crescut de la 40 la 350 de tone. Raportul unei comisii de anchetă însărcinată cu investigarea modului de obținere a cauciucului, timp de 11 ani, în acest ținut arăta că pentru fiecare chintal realizat fusese exterminat un indian.

Odată cu constatarea că lumea consumă tot mai mult cauciuc și că pădurile virgine dispar, s-a trecut la selecționarea celor mai productive varietăți de plante cauciucofore, din cele două sute cunoscute în Brazilia, Congo, Ceylon, în statele Malaieze etc. Botaniști, chimiști, plantatori și politicieni monopolști s-au străduit decenii să substituie cauciucului sălbatic, cauciucul „cultivat”. Aruncarea pe piață a primelor 6 000 de tone de cauciuc de plantație a stîrnit panică, prin scăderea prețurilor; s-a ajuns astfel la desfacerea a 71 000 de tone în 1914, 317 000 de tone în 1920 și 800 000 — în anul 1929. Perioadele marcate de crah, sau de boom, au alternat pînă la distrugerea monopolului Braziliei, care furniza opt zecimi din producția mondială de cauciuc.

Din producția mondială de 869 000 de tone de cauciuc brut a anului 1936, doar 22 000 de tone proveneau din pădurile virgine și nu din plantații. Anglia ia locul Braziliei, deținînd 80% din producția mondială de cauciuc și consumînd peste 15%. Cauciucul cucerea cu dificultăți și prin lupte, nu numai politico-economice, ci și militare, noi domenii importante de întrebuințare. America a fabricat în anul 1929 peste 5,5 milioane de automobile, iar în 1932, numai 1,5 milioane; totalul automobilelor din lume se ridica la 1 ianuarie 1937, după statisticile vremii, la 39 392 729 și dacă se estimează că fiecare dintre acestea folosea pneuri presupunînd un consum anual de 20 kg cauciuc, în medie, atunci numai industria automobilistică absorbea anual circa 800 000 de tone cauciuc. Deși lipsa cauciucului nu se mai resimțea în țările industriale, distribuția acestuia pe glob era deficitară sub imperiul unor monopoluri naturale sau politico-economice. Oamenilor de știință, în primul rînd chimiștilor, le revenea sarcina de a găsi noi resurse și posibilități menite să astîmpere foamea de cauciuc a tehnicii și tehnologiilor perioadei cuprinzînd și anii celui de-al doilea război mondial. Sinteza cauciucului desființează





monopolul tropical al cauciucului natural, tot așa cum locul unor materii prime clasice fusese luat mai înainte de o serie de materiale artificiale sau de sinteză (indigo, camfor, bumbac, mătase).

### 1.3. Date preliminare în sinteza cauciucului

Multă vreme, cauciucul a constituit pentru chimiști un subiect interesant din cauza caracteristicilor sale constitutiv-structurale și a remarcabilelor însușiri fizico-mecanice. Primele încercări de caracterizare chimică datează din anii 1761 și 1768, datorindu-se francezului *Macquer*. Pe la jumătatea secolului al XIX-lea, compoziția cauciucului era încă îndoielnică, fiind după vagi considerente o hidrocarbură. *Goodyear* publica în anul 1858 un tratat despre cauciuc, într-un volum cu file și coperti din cauciuc vulcanizat; demonstra astfel și una din cele circa 500 de întrebări pe care le poate avea cauciucul.

Ca urmare a primei analize reușite în anul 1860, se afirmă că în alcătuirea cauciucului intră izoprenul ( $C_5H_8$ ). În abordarea și clarificarea unor probleme privind compoziția chimică și structura moleculară a cauciucului a avut un merit deosebit fizicianul și chimistul englez *Michael Faraday* (1790–1867). Prin metoda distilării uscate, *Faraday* indică prezența carbonului și a hidrogenului în hidrocarbura lichidă, obținută prin condensarea fracțiilor degajate după încălzirea cauciucului în vas închis. Rezultatelor sale li se adaugă și cele obținute de chimistul francez *G. Bouchardat*, care confirmă rolul de monomer al izoprenului. Astfel, începe să se clarifice caracterul polimeric al cauciucului, mai ales de când în anul 1900, *Weber* îi atribuie o constituție în lanțuri lungi, de tipul ...

— $CH_2-C=CH-CH_2-CH_2-C=CH-CH_2$ . Formula aceasta comporta prezenta

$$\begin{array}{c} CH_3 \qquad \qquad \qquad CH_3 \\ | \qquad \qquad \qquad | \\ -CH_2-C=CH-CH_2-CH_2-C=CH-CH_2- \end{array}$$

cizarea numărului  $x$ , sau  $n$ , de motive ori meri, care se repetau în lanț; încă nu se știa dacă unitățile izoprene legate chimic sînt în șir, sau dispuse în inel, în spirală etc. Reconstituirea formulei structurale a cauciucului, inclusiv găsirea gradului polimerizării izoprenului, constituiau obstacole mari pentru analiza chimică premergătoare sintezei cauciucului.

Prima etapă a elaborării cauciucului sintetic, cînd sinteza izoprenului nu intra în discuție, a fost de fapt resintetizarea în laborator a componentelor cauciucului natural. Atît chimistul rus *Kondakov*, cît și *Bouchardat* au folosit ca material inițial izoprenul, realizînd doar un cauciuc natural „sintetic”. Cercetătorii au învins dificultățile temporare, căutînd monomeri asemănători ca formulă chimică izoprenului, ușor de sintetizat, și astfel s-a intrat în etapa obținerii unor polimeri cu însușiri de cauciuc. În ajutorul sintezei au venit *Svedberg* cu centrifuga sa celebră din Upsala, *Staudinger* și colaboratorii săi care, prin măsurători de viscozitate ale unor soluții diluate de cauciuc, au reușit să convingă că însușirile fizice ale cauciucului decurg esențial din însușirea în lanțuri lungi a moleculelor izoprene, din caracterul macromolecular al acestora. Experimente rafinate au dovedit că macromolecula cauciucului natural poate fi caracterizată de un grad de polimerizare  $x$  cuprins între o mie și două mii; se estima astfel masa moleculară ca avînd limite între  $70 \cdot 10^3$  și  $140 \cdot 10^3$ . Constatările privind polimerizarea, ca și vulcanizarea cauciucului nu erau întotdeauna însoțite și de explicații plauzibile. Existau însă suficiente stimulente care să conducă la

producerea unor omologi ai izoprenului, ca materie de bază pentru obținerea cauciucului sintetic. Astfel, din uleiul extras cu ajutorul unor bacterii din cartofi, sau din terebentină, s-a obținut izopren. În anul 1909, Fritz Hofmann reușea să producă izopren chimic pur prin sinteză din derivatele gudronului cărbunelui de piatră; acest izopren, încălzit, polimeriza dând cauciuc. Gudronul de ulei fiind neconvenabil, a fost înlocuit, în același scop, cu metilizopren, extras din acetonă prin reducere cu aluminiu, în prezența unor săruri de mercur. Sinteza cauciucului începea să devină și un succes industrial când au apărut primele anvelope din *Buna* în anul 1936. Cauciucul din cărbune și var, cu macrolanțuri mai scurte decât acelea ale cauciucului natural, se impune tehnic și economic.

Producerea chimică a cauciucului a fost multă vreme complicată și costisitoare; W. H. Carothers realiza cloroprenul, înrudit cu izoprenul, pornind de la vinil acetilenă, în timp ce chimiștii de la I. G. Farben-Industrie căutau și găseau prin butadien, soluții mai convenabile. Butadienul prin legăturile nesaturate favorizează formarea macrolanțurilor, polimerizarea în condiții adecvate de temperatură și presiune. S-a optat în asemenea împrejurări pentru polimerizarea în emulsie, urmărindu-se realizarea unui latex de butadien.

Producerea, relativ dificilă, a mai multor specii de latex și obținerea unor cauciucuri sintetice cu proprietăți diferite urmăreau optimizarea rezistenței la îmbătrânire, la agenți chimici, lumină, oxigen, solicitări mecanice etc. Realizarea calităților preconizate a presupus cunoașterea mecanismelor de polimerizare, identificarea agenților adecvați diferitelor procese elementare, concurente în optimizarea sintezei. Diferitele varietăți de cauciuc sintetic au proprietăți și calități care decurg din combinarea și eșalonarea în procesul polimerizării, a unor factori sau agenți influenți, cum sînt inițiatorii, acceleratorii, inhibitorii etc. Punerea la punct a procedeelor de fabricație, determinate de valorificarea a noi resurse, a diversificat și mai mult gama cauciucurilor sintetice. Petrochimia a dus la realizarea butadienei prin valorificarea gazelor de cracare rezultate din prelucrarea petrolului. Industria cauciucului sintetic capătă noi dimensiuni ca urmare a implicării butadienei în realizarea unor copolimeri, cum sînt, de exemplu, cei cu stirenul, cunoscuți sub denumirile comerciale Buna S, GR-S, SKS etc. Copolimerul butadienă-stiren poate fi vulcanizat, prezentînd caracteristici mecanice îmbunătățite după amestecarea sa cu substanțe de întărire. Rezistența la îmbătrânire a cauciucului GR-S este cel puțin egală cu aceea a cauciucului natural; amestecurile de GR-S și cauciuc natural se impun în industria anvelopelor auto.

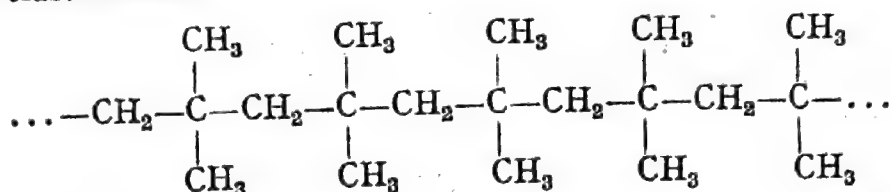
În multitudinea datelor preliminare de sinteză a cauciucului sînt de remarcat și informațiile care privesc mai amănunțit relațiile monomer-polimer-copolimer prin prisma interdependențelor structură-proprietăți-aplicații. Știința și tehnologia cauciucurilor sintetice, intrate în practică și vorbirea curentă sub denumirea generică, de *elastomeri*, elucidează concludent marea majoritate a aspectelor particulare în interconexiunea lor, avînd ca punct de pornire cunoașterea aprofundată a substanțelor sintetizabile. Într-un asemenea context pot fi situate și reacțiile tipice cu semnificațiile lor fizico-chimice și tehnologice.

Identitatea fizico-tehnică a oricărui elastomer este cu atît mai bine precizată cu cît limbajul chimic folosit beneficiază de transpuneri riguroase adecvate fiecărui caz. Formarea, constituția, structura și configurația macromoleculei sînt decisive pentru cunoașterea și caracterizarea cît mai completă a elastomerului. Calea de la monomer la polimer, la elastomer, nu poate fi redusă doar la transcrierea unor reacții simple, cum sînt cele privind obținerea polietilenei

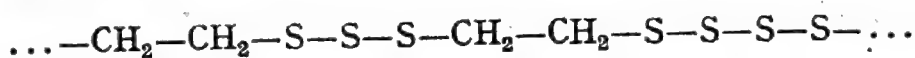




sau polipropilenei din etilenă, respectiv, propilenă; chiar obținerea poliizobutilenei, aptă prin prelucrare de remarcabile însușiri elastice, nu trebuie văzută doar la reperul substituirii a doi atomi de hidrogen din formula etilenei cu două grupări metilice ( $-\text{CH}_3$ ), pentru a obține izobutilena. Poliizobutilena, ca și poliizoprenul, sau polibutadiena, se înscrie cu formula ei ramificată, în clasa elastomerilor:



Valorificarea superioară a hidrocarburilor comportă prelucrări chimice și ingeniozitate, adesea voalate de simplitatea transcrierii reacției de polimerizare. Inserarea atomilor de sulf în catena principală, ca în cazul cauciucului sintetic, numit *tiocol*



trebuie înțeleasă și privită astfel decât reticularea sau vulcanizarea prin punți de sulf transversale (*cross-links*). Cuprinderea atomilor de sulf în lanțul principal, ca în cazul tiocolului, face parte dintr-o reacție chimică, deosebită de procedeul prin care se obține cauciuc vulcanizat cu 3—8% sulf, sau ebonită, încorporând peste 30% sulf.

Sucesiunea simplă sau compusă, regulată sau întâmplătoare a moleculelor de bază generează importante caractere de unipolimer sau de heteropolimer; ramificarea catenei principale, reticularea, variabile ca densitate și ordonabilitate, pot fi, de asemenea, cauze ale unor însușiri fizico-mecanice deosebite, ale compușilor macromoleculari de tip elastomer. Procesele de formare și modificare ale macromoleculelor nu pot fi înțelese și dirijate fără cunoașterea riguroasă a naturii legăturilor chimice covalente (homopolare) și electrovalente (ionice), a rolului activ al radicalilor liberi sau al inițiatorilor polari. Reacțiile de formare a unor noi legături între atomi sau între molecule, identice ori diferite, fie că au caracter de condensare intramoleculară sau intermoleculară, fie că stau la baza rețelei tridimensionale, au fost și ele permanente în atenția specialiștilor. Cauciucurile vulcanizate sînt în acest sens polimeri microreticulari cu catene încrucișate, în timp ce polimerii anorganici cicloreticulari, cu apreciazabilă elasticitate și termostabilitate, au calități ce decurg din macroreticularea lor spațială. Legăturile de valență primară sau cele de valență secundară, coexistente în structura chimică liniară sau spațială, pot fi evaluate odată cu energiile de valență corespunzătoare; se știe, de exemplu, că ruperea legăturii existente între atomul de carbon și cel de sulf din cauciucul vulcanizat necesită energii clasice estimabile la 66 000—68 000 cal/mol. Energia de coeziune joacă un rol aparte în formarea macromoleculei, ca proces aditiv; moleculele ordinare sînt caracterizate de energii de coeziune cuprinse între  $10^3$  și  $10^4$  cal/mol. Legarea moleculelor în procesul de polimerizare, care înseamnă și o reorganizare fundamentală a acestora, presupune bilanțuri energetice dependente de natura monomerului, temperatura și presiunea de reacție, o serie de ingrediente, agenți etc. Energia totală a unei macromolecule nu poate fi considerată ca fiind proporțională cu numărul  $x$  al merilor adionați, dat fiind că aportul energetic al acestora descrește cu creșterea gradului de polimerizare. Există totuși un grad  $x$  optim pentru o macromoleculă și condițiile genezei ei, după cum se constată că creșterea

gradului de polimerizare afectează evoluția stării de agregare a unui polimer. Exemplul poliizobutilenei este concludent în această privință: pentru  $x = 60$  molecule de izobutilenă, substanța este lichidă, devenind vâscoasă la  $x = 300$ , solid maleabil la  $x = 1\,000$  și, în sfârșit, asemănătoare cauciucului crud, când lanțul ajunge la 2 000 de molecule de bază.

Datele preliminare oricărei sinteze de polimer înalt elastic includ și participarea ingredientilor atât de necesari în lărgirea gamei de întrebuințări și de intervale de regim termo-mecanic, proprii diferitelor specii elastomere. Ingredientii, corespunzător aleși și dozați, acționează favorabil asupra unor însușiri ale elastomerilor. Efectul negrului de fum, ca ingredient cu porozitate deosebită, nu poate fi înlocuit ușor de alți ingredientii, dată fiind capacitatea sa de a „arma” cauciucul destinat pneurilor, tuburilor etc. Armarea cauciucului prin plastifiere, ca și realizarea soluției de cauciuc, coagularea și obținerea lui sub formă de crep, au presupus studii și experimente care nu au dat roade decât după decenii de muncă asiduă. Mecanisme de solubilizare, îmbibare, omogenizare, cu implicarea moleculelor mari și doar a anumitor substanțe, sînt favorizate de afinitatea reciprocă a unor grupări chimice prezente atât în macromolecule cît și în moleculele solventului, sau plastifiantului. Moleculele de plastifiant, lichid sau solid, se dispersează prin diferite procedee și tratamente printre catenele lungi ale mediului dispersat; mecanismul plastifierii duce la distanțarea lanțurilor, cu menținerea din loc în loc a unor puncte nodale de coeziune relativ mare. Calitățile plastice sînt influențate după cum predomină dispersia moleculară, sau după cum apar în material agregate globulare sau conglomerate infime de dispersant. Structura tridimensională a elastomerilor favorizează gonflarea sub acțiunea unor solvenți și deci slăbirea unor calități mecanice. Ingredientii de tipul unui produs numit plastisol pot totuși să confere elastomerilor calități mecanice, prin îmbibare.

Plastifierii externe i se adaugă, cu efecte pozitive, plastifierea internă, care constă în modificarea chimică a macromoleculelor, fără intervenția vreunui plastifiant. Copolimerul elastomer stiren-butadienă suferă o asemenea plastifiere prin mărirea în amestecul de reacție a proporției de butadienă.

În prelucrarea elastomerilor și optimizarea folosirii lor specifice în diferite domenii de activitate tehnico-economică, atât agenții de vulcanizare, cît și ingredientii intervin în mecanisme intime și efecte care se traduc practic prin ameliorarea unor proprietăți de primă importanță; astfel, pe lîngă elasticitatea înaltă, legată de flexibilitatea macrolanțurilor, se manifestă util și însușiri superioare de rezistență la uzură, de absorbție a șocurilor mecanice, de termostabilitate etc. Starea sau comportarea particulară a unui cauciuc sintetic este strîns legată de încorporarea oportună a unor substanțe care specializează rolul sulfurului și al negrului de fum; dintre acestea se disting monoclorura de sulf, sulfura de seleniu, sulfura de telur, ca și agenții de întărire care sporesc rezistența cauciucului la tracțiune, la sfîșiere, la abraziune, cum sînt carbonatul de magneziu, sulfatul de bariu etc. Oxizii unor metale bivalente (de exemplu, oxidul de zinc, marca M—1, cu cel puțin 99,5% și maximum 0,02% plumb) și unii pigmenți naturali pot activa structurarea cauciucului vulcanizabil. Nu trebuie uitat nici rolul catalitic al unor substanțe; așa, de exemplu, chiar din denumirea comercială a cauciucului sintetic german Buna rezultă că natriul ajută catalitic polimerizarea butadienei. De asemenea, și-au dovedit utilitatea împotriva depolimerizării, degradării sau îmbătrînirii cauciucului o serie de substanțe cu rol stabilizator. Cauciucul stiren-butadienic, clor-cauciucul, cauciucul siliconic etc. au compoziții și structuri macromoleculare care le asigură funcții stabilizatoare remarcabile în raport cu acțiunea agresivă a unor acizi, baze, produși alcalini sau chiar radiații.



## Capitolul II

### STRUCTURA ELASTOMERILOR

#### 2.1. Structuri reprezentative, modele și caracteristici [1—3]

Structura elastomerilor, ca polimeri capabili de stare înalt elastică, are la bază configurația macromoleculară de lanț flexibil. În stare naturală, cauciucul prezintă o structură amorfă, care poate deveni cristalină ca urmare a unor solicitări mecanice de alungire. Cauciucul natural, găsit în latexul plantelor cauciucofoare în proporție de 30—40%, alături de 2—3% proteine, 1—2% acizi grași, 1% glucide și 0,3—0,7% săruri minerale, are o structură de microglobule cu diametrul de circa 3  $\mu\text{m}$ . În stare pură, nevulcanizat, cauciucul se prezintă ca o masă translucidă, incoloră sau gălbuie, fiind rău conducător de căldură și de electricitate; are densitatea 0,92.

La temperaturi sub 4°C este dur și casant, devine plastic la 30°C, începe să curgă la peste 40°C. Prin vulcanizare, domeniul său de elasticitate se extinde sensibil, pierzându-și autoadezivitatea.

Structura macrolanțului, configurația acestuia, ca și succesiunea unităților monomere sau motivelor constitutive devin secundare în raport cu flexibilitatea lanțului molecular, considerată adesea criteriu de împărțire a polimerilor în plastici și elastomeri. Spre deosebire de polimerii plastici, elastomerii au structură din lanțuri foarte flexibile. Împărțirea după acest considerent este arbitrară dacă se are în vedere influența puternică exercitată de temperatură asupra stării fizice a polimerilor. Este știut că unele materiale plastice, ca de exemplu, polistirenul, sau policlorura de vinil, pot manifesta însușiri de elastomer prin încălzire, în timp ce elastomerii se comportă ca polimerii plastici, la temperaturi relativ joase. Arbitrarul unei asemenea împărțiri este și mai evident în cazul acelor polimeri care la temperatura camerei sînt plastici în stare cristalină și elastomeri în stare amorfă.

Analiza structurală a diferitelor tipuri de materiale elastomere, în condiții normale și comparabile, ilustrează și situează prioritar preocupările și rezultatele privind configurațiile lanțurilor poliizoprenice ale cauciucului natural. Dealtfel, cauciucul se numără, alături de celuloză și de proteinele fibroase ale mătăsii și lînii, printre primele substanțe naturale care au făcut obiectul de studiu al chimiei macromoleculare. Cercetările vizînd stabilirea constituției și configurației acestei hidrocarburi polietilenice stau și ele prin rezultatele obținute la baza chimiei macromoleculare de sinteză.

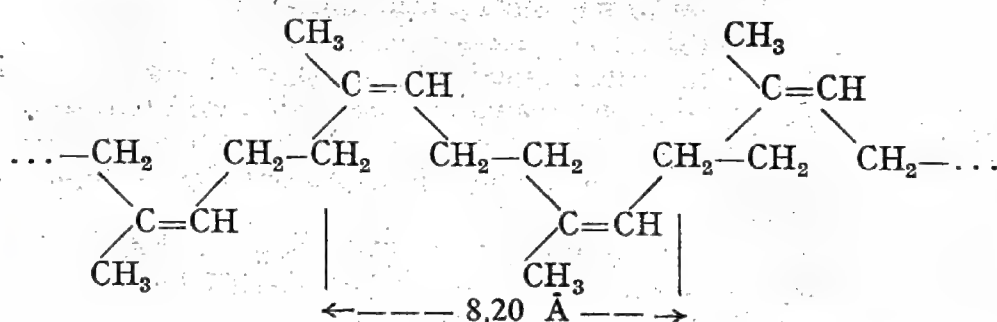
Caracterizarea fizico-structurală a oricărui elastomer, ca sistem macromolecular, include reprezentări și referiri reunind aspecte de constituție, configurație și conformație proprii moleculei polimere. De regulă, prin constituția sau caracterele structural-constitutive ale unei macromolecule se înțeleg: tipul și aranjamentul atomilor, grupelor atomice și substituenților în lanț, precum și succesiunea unităților monomere, particularitățile ramificării și masa moleculară. Configurația conservă legăturile chimice și redă dispune-

rea spațială a substituenților în jurul unui atom particular. Trecerea de la o configurație la alta se face prin ruperea sau reformarea legăturilor chimice. Conformația unei molecule mici, sau mari, se poate schimba prin rotația grupelor atomice în jurul legăturilor simple, fără anihilarea vreunei legături chimice. Tranzițiile conformaționale comportă rotații interne restrictive și dispuneri reciproce, condiționate de numeroși factori.

Studiul structurii elastomerilor și al interacțiunilor specifice la nivelul organizării lor atomo-moleculare presupune, de asemenea, considerarea unor elemente de ordonabilitate sterică, tactică etc., cu implicarea entităților structurale semnificative în ipostaze de izomeri, conformeri, rotameri etc.

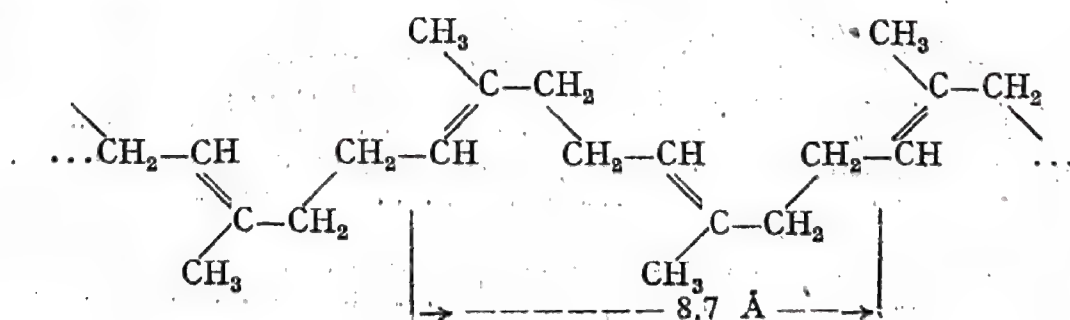
*Cauciucul natural* este un compus macromolecular caracterizat de stereoregularitatea catenelor sale poliizoprenice. Moleculele izoprene, ca unități de bază sau unități repetabile în catenă, se succed în aranjamente spațiale care dau cauciucului caracter de polimer stereoregulat.

Sînt cunoscute două aranjamente tactice, remarcabile prin caracterul și gradul stereoregularității macromoleculei de poliizopren. Astfel, catena poliizoprenică a cauciucului natural prezintă o configurație 1,4-*cis*-tactică



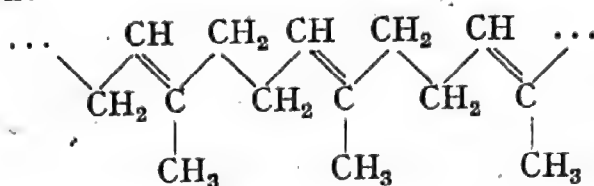
cu o unitate repetabilă, formată din două motive izoprenice. Această configurație, cu atomii de carbon dispuși toți de o parte față de planul legăturilor duble, este marcată, ca de niște defecte sterice, de scurte secvențe legate în 3,4 și doar în proporție de 2 — 3%; configurația 1,4-*cis* se regăsește în 97—98% din catenă. Din datele spectrografiei în infraroșu se deduce și lungimea de 8,20 Å a unității repetabile.

Al doilea tip de aranjament tactic este întâlnit în configurația 1,4-*trans* a catenei izoprenice de gutta-percha, sau de balata. Sînt cunoscute și descrise în literatura de specialitate două forme ale acestor izomeri ai cauciucului natural. Forma α:





cu atomii de carbon dispuși în același plan; se obține răcind lent gutta-percha încălzită la 70°C. În forma  $\beta$  se adoptă un model necoplanar al dispunerii atomilor de carbon:



Această formă, obținută prin răcire rapidă, are o periodizare de 4,8 Å.

Atît gutta-percha, cît și balata provin din latexul unor plante cauciucofoare (*Sapotacee*), fiind dure la temperatura ordinară; la peste 50°C devin elastice, topindu-se spre 130°C. Sînt întrebunțate ca materiale termoplastice, avînd și remarcabile calități electroizolante. Au aplicații în tehnica unor cabluri submarine, în confecționarea curelelor de transmisie, a unor adezivi etc. Devin friabile, sau autoadezive, sub acțiunea apei și a luminii. Prin vulcanizare cu sulf, își pierd calitățile mecanice, interesante practic. Adăugarea de cauciuc și antioxidanți le încetinește îmbătrînirea.

Sînt cunoscute și clasificate internațional 8 tipuri cu 35 varietăți de cauciuc natural, avînd masa moleculară  $M$  cuprinsă între  $7 \cdot 10^4$  și  $2,5 \cdot 10^6$ . În intervalul de temperaturi de la 0° la 60°C, macromoleculele cauciucului natural neplastifiat au parametrul flexibilității termodinamice de echilibru egal cu 1,71; acest parametru se definește în termenii modelului statistic al macrocatenei prin raportul  $\langle r^2 \rangle^{1/2} / \langle r_0^2 \rangle^{1/2}$ , cînd se ține seama de distanțele medii pătratice dintre capetele macrocatenei perturbate și neperturbate. Distanța neperturbată  $\langle r_0^2 \rangle^{1/2}$  corespunde macrolanțului cu joncțiuni ale subunităților, complet libere (modelul macrolanțului ideal).

Mărimile caracteristice, definițiile și interconexiunile lor legice, cunoscute din literatura fundamentală de polimeri, sînt, de regulă, precizate în contextele care le presupun ca primordiale. În acest context se impun caracteristicile structurale și conceptele implicînd definiții și termeni adecvați preocupărilor imediate.

Mulțimea și diversitatea modelelor analogice, ca și utilitatea similitudinilor intuite în caracterizarea și descrierea fizico-chimică a compușilor macromoleculari subsumează, adesea, definiții și terminologii discutabile, mai ales formal decît științific. Scopul și unghiul examinării unui concept nu epuizează relatarea și nici nu o denaturează prin termeni și denumiri proprii contextului.

Macromolecula, molecula polimeră, lanțul molecular, catena principală, macrolanțul etc. sînt denumiri sinonime, care redau esențial semnificația, sau genul proxim, unanim recunoscute pentru una și aceeași entitate de bază, proprie, pînă la alte specificări, tuturor sistemelor polimere. Molecula ordinară, micromolecula, molecula de bază, unitatea monomeră etc. denumesc, de regulă, entitatea de bază a macromoleculei.

În fizico-chimia polimerilor, în general, și a elastomerilor, în particular, terminologia aferentă diferitelor structuri și procese intrinseci este afectată uneori de adaptarea, sau chiar de adoptarea neselectivă, a unor termeni și denumiri care produc confuzie. În lipsa denumirilor adecvate, sau în cazul folosirii unor termeni consacrați internațional, de neînlocuit fidel și elegant cu sinonimi autohtoni, contextul relatării comportă elemente edificatoare. În acest sens se impun și distincțiile presupuse de semnificațiile circumstanțiale ale unor reprezentări și termeni, cum sînt, de exemplu, conformer, rotamer, izomerism *cis-trans* și D-L, stereospecific, stereoreglare, tacticitate, cristalini-

tate, cristalizare ș.a.m.d. Cristalinitatea poate fi acceptată ca o tendință, iar cristalizarea și gradul de cristalizare pot să definească stări și repere ale comportării fizice proprii, de exemplu, unui elastomer ordinar amorf. Semnalarea unor fapte și aspecte în termenii surselor de informare și documentare științifică indicate uzual în referirile bibliografice corespunzătoare constituie un mod practicat, sau recomandabil.

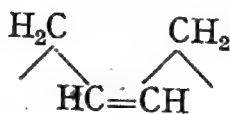
Avînd în vedere asemenea criterii de caracterizare și relatare științifică, în condițiile complexității și diversificării structurilor și proprietăților sistemelor macromoleculare, este necesar, totodată, să se eșaloneze logic și eficient preocupările și rezultatele fundamentale, care dau contur și actualitate domeniului. Interpretarea simplistă, exprimarea lapidară, ca și tratarea amplă pot afecta în egală măsură inteligibilitatea și valoarea informației.

Datele și informațiile enciclopedice privind diferitele tipuri și varietăți de cauciuc natural pot prezenta un interes științific de necontestat din punct de vedere istoric și instructiv, dar amploarea și utilitatea celor referitoare la elastomerii moderni îi fac pe aceștia și mai importanți pentru cercetarea de dezvoltare și tehnologia actuală. Structura și caracteristicile fizico-chimice ale elastomerilor comportă interesante corelări teoretice și experimentale puse în slujba unor importante obiective tehnico-economice.

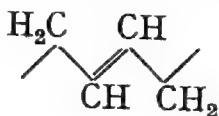
**2.1.1. Descrierea sumară a câtorva caracteristici structurale și particularități fizico-chimice remarcabile ale unor elastomeri de interes practic** poate fi utilă în dezvoltarea și aprofundarea preocupărilor teoretice și aplicative ulterioare introducerii noțiunilor elementare. Tabelele cu date și reprezentările grafice conțin adesea informații sistematice și cuprinzătoare, dar comentariile de rigoare nu le susțin întotdeauna cu interpretările decurgînd din rolul lor auxiliar.

*Cauciucurile butadienice*, ca produse ale polimerizării butadienei, pot ilustra, alături de cauciucurile menționate mai înainte prin cîteva date, că deși au o structură relativ simplă, prezintă caracteristici și întrebunțări dintre cele mai variate. Spre deosebire de polimerii butadienei, care nu posedă proprietăți similare cauciucului, acest tip prezintă microstructuri dependente de natura catalizatorului și de condițiile polimerizării.

Folosirea unui catalizator complex Ziegler-Natta, pe bază de cobalt, conduce la obținerea unui cauciuc butadienic cu lanț macromolecular conținînd 93—98% verigi structurale de tip 1,4-*cis*



În același lanț butadienic, mai sînt cuprinse și verigi 1,4-*trans*



în proporție de 1—5%, cărora li se adaugă 1—4% verigi de tip 1,2.

Catalizatorii pe bază de nichel, sau de titan, nu schimbă prea mult, față de precedenții, proprietățile și caracteristicile structurale ale cauciucului butadienic obținut cu ajutorul lor. Conținutul procentual al diferitelor tipuri de verigi structurale rămîne între 1 și 7% pentru configurația 1,4-*trans*, ca și pentru configurația neregulată 1,2.



Cauciucul butadienic, polimerizat catalitic cu litiu organic, are în macrolanț 32—52% configurații 1,4-*cis*, 42—58% configurații 1,4-*trans* și 8—15% de tip 1,2.

Indicele polimolecularității  $\langle M_w \rangle / \langle M_n \rangle$  atinge valoarea 7,3 pentru cauciucul obținut cu nichel și 8,7 pentru cel obținut cu cobalt. Densitatea acestor cauciucuri este cuprinsă între 0,90 și 0,92. Masa moleculară medie numerică  $\langle M_n \rangle$  variază în funcție de natura catalizatorului între  $7 \cdot 10^4$  și  $2,8 \cdot 10^5$ .

Flexibilitatea macrolanțurilor de cauciuc butadienic este aproape la fel de mare ca și aceea a cauciucului natural. Valorile coeziunii moleculare în cauciucurile butadienice stereoregulate sînt mai mici decît cele corespunzătoare cauciucului natural, sau altor cauciucuri. Creșterea conținutului de verigi 1,2 în macromolecula de cauciuc butadienic duce la creșterea coeziunii molare.

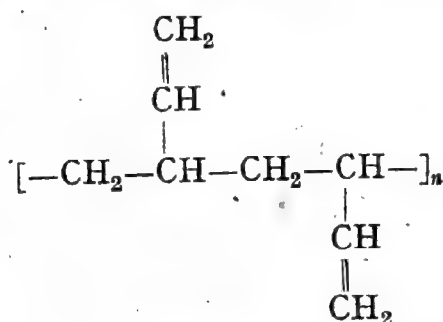
Cauciucul butadienic cu lanțuri avînd mai mult de 80% verigi 1,4-*cis* cristalizează atunci cînd este răcit. Reducerea conținutului de verigi cu configurație *cis*, micșorarea masei moleculare și vulcanizarea conduc la coborîrea vitezei și gradului cristalizării cauciucurilor butadienice.

Sub acțiunea radiațiilor  $\gamma$ , a luminii ultraviolete, a diferiților agenți chimici etc., cauciucurile butadienice stereoregulate manifestă izomerism *cis-trans*.

Polimerizarea în emulsie a butadienei în prezența persulfatilor, sau a apei oxigenate, duce la obținerea de lanțuri mai puțin ramificate decît în cazul polimerizării în prezența sodiului.

Sub influența catalizatorilor redox, polimerizarea în emulsie a butadienei a impus încă un elastomer, numit *cauciuc PB*, depășindu-se astfel stadiul cauciucurilor de tip Buna, sau al celor de clorbutadienă, denumite *souprene* (U.R.S.S.), *neopren* (S.U.A.) etc. Descoperirea catalizei stereospecifice a permis, așadar, realizarea unor elastomeri de sinteză similari cauciucului natural, concurat direct de polibutadiena *cis*-1,4.

Tot elastomeri sînt și *polibutadienele* 1,2-izotactică și 1,2-sindiotactică. Prima, cu structură izotactică, poate cristaliza pînă la indici de cristalinitate de 45%, avînd densitatea de 0,96 g/cm<sup>3</sup>; se topește la 120—126°C. Polibutadiena 1,2-sindiotactică are macromolecule cu configurație în zigzag.



spre deosebire de polibutadiena izotactică, cu configurație macromoleculară elicoidală, se topește la 154—156°C, avînd un grad de cristalizare de maximum 75%.

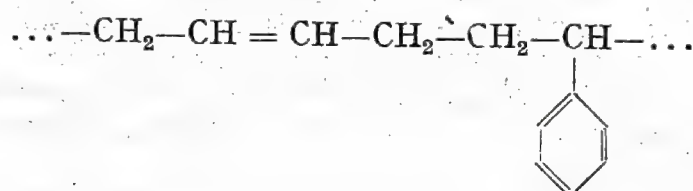
Cauciucul polibutadienic este supus vulcanizării sau plastifierii, căpătînd astfel ca și prin amestec cu cauciuc natural sau/și copolimeri butadien-stirenici proprietăți mecanice și de prelucrare sensibil îmbunătățite. Totuși, alegerea și încorporarea diferiților parteneri, umpluturi, ingrediente etc. se soldează doar cu ameliorări parțiale ale caracteristicilor de rezistență și de stabilizare, ca urmare a indicelui ridicat de polimolecularitate, a coeziunii molare reduse etc.

Elastomerii polibutadienici își găsesc aplicații în confecționarea benzilor transportoare, la izolarea cablurilor, în diferite ramuri ale economiei, încălțăminte etc. Unele din însușirile și întrebuințările lor pot fi regăsite examinând copolimerii înrudiți.

Elastomerii termoplastici prezintă un interes deosebit ca materiale polimerice, care în condiții de exploatare manifestă înaltă elasticitate la deformări reversibile, iar la temperaturi relativ ridicate curg ca termoplasticele.

**2.1.2. Polibutadien-stirenul** este un material termoelastoplastic care prezintă calități excelente de elasticitate, flexibilitate și reziliență până la  $-50^{\circ}\text{C}$ , fără a comporta vulcanizare. Cauciucurile butadien-stirenice, rezultate din copolimerizarea butadienei cu stirenul, se disting, într-o largă gamă de tipuri și sortimente, după condițiile polymerizării și natura ingredientilor de umplură. Intervalul temperaturilor de utilizare convenabilă și prezența sau absența ingredientilor sînt marcate, după denumire, prin patru cifre; așa, de exemplu, 1 000—1 099 semnifică mărcile de fabricație fără umplură, rezistente la temperaturi ridicate.

Condițiile de obținere a acestor copolimeri presupun polymerizarea în emulsie apoasă (cu un săpun emulgator și un inițiator) a amestecului de butadienă și stiren, la temperatura de  $50^{\circ}\text{C}$  și presiunea de circa 3 atmosfere. Structura de lanț a macromoleculei



coexistă cu numeroase legături încrucișate, care suplimentează rigiditatea elastomerului și îi reduc solubilitatea. Folosirea, la polymerizare, a unui compus de sulf, ca modificador, atenuează efectele improprie scopului urmărit, contribuind la reducerea masei molare în consens cu procedeele de prelucrare ulterioară. Copolimerizarea la  $5^{\circ}\text{C}$  duce la caracteristici mecanice de elasticitate și rezistență, superioare elastomerului omolog obținut la  $50^{\circ}\text{C}$ .

În macromolecula cauciucului butadien-stirenice, verigile structurale cu configurații *cis* sau *trans* sînt de circa patru ori mai numeroase decît cele de tip 1,2. Micșorarea temperaturii de polymerizare duce la creșterea proporției de verigi 1,4-*trans*. Verigile de lanț, sau subunitățile structurale care conțin stiren, sînt statistic distribuite în macromolecula caracteristică elastomerului.

Elastomerii sintetici de acest tip au masa moleculară (determinată viscozimetrie) cuprinsă între  $1,5 \cdot 10^5$  și  $4 \cdot 10^5$ ; sînt amorfi și nu cristalizează. Raportul maselor de butadienă și stiren poate fi 50/50, 70/30 și 90/10. Densitatea variază între 0,90 și 1. Temperatura lor de vitrifiere scade cu reducerea conținutului în stiren de la  $-13^{\circ}\text{C}$  la  $-74^{\circ}\text{C}$ , depinzînd și de temperatura reacției de copolimerizare; de exemplu, pentru raportul 90/10 obținut la  $55^{\circ}\text{C}$ , temperatura de vitrifiere este  $T_v = -70^{\circ}\text{C}$ , fiind mai mică ( $T_v = -74^{\circ}\text{C}$ ) pentru elastomerii obținuți la  $50^{\circ}\text{C}$ .

Se dizolvă în hidrocarburi aromatice și alifatic, fiind relativ rezistenți la acțiunea solvenților pe bază de cetone. Sînt superiori cauciucului natural prin rezistența la acțiunea apei.

Au densitatea energiei de coeziune de  $65,6-73,1 \text{ cal/cm}^2$ .

Clorurarea cu 55—62% face acești elastomeri utilizabili ca învelișuri protectoare, sau cleiuri de lipit gumă cu metal. Prezența grupărilor fenilice



laterale le conferă rezistență la acțiunea diferitelor radiații ionizante, fiind astfel superiori altor cauciucuri sintetice. Nu sînt însă la fel de stabili în raport cu căldura, lumina, oxigenul sau ozonul, care le pricinuesc restructurări și deprecieri ale însușirilor fizico-mecanice. Împotriva degradării prin depozitare, sau a îmbătrînirii, se dovedește utilă încorporarea a 1—3% de substanțe stabilizatoare (poligard, neozon D, BLE—25). Îmbunătățirea proprietăților mecanice și a caracteristicilor de prelucrare tehnologică comportă încorporarea anumitor substanțe de întărire, sau chiar vulcanizarea. Copolimerizarea radicalică a butadienei cu  $\alpha$ -metilstiren, în loc de stiren, conduce la obținerea cauciucului sintetic Carom (cauciuc românesc). Amestecurile de cauciucuri sintetice GR-S, SKS, Buna S etc. cu cauciuc natural ating parametri fizico-mecanici și utilități de importanță industrială, îndeosebi în domeniul anvelopelor.

Elastomerii butadien-stirenici de joasă temperatură (polimerizați la 5°C) au proprietăți tehnologice superioare celor obținuți prin polimerizare la 50°C. Procentul ridicat de stiren afectează condițiile de prelucrabilitate, odată cu proprietățile tehnologice. Temperatura de vulcanizare a acestor elastomeri, cu sulf este cuprinsă în intervalul 143—180°C. Vulcanizarea cu peroxizi se face la 180—210°C. Vulcanizatele plastificate cu negru de fum întrec în elasticitate rezistență la sfîșiere, termostabilitate, însușiri de termoformare, rezistență la întindere, la flexionare, uzură etc. cauciucul natural vulcanizat. După proprietățile dielectrice, elastomerii butadien-stirenici sînt comparabili cu vulcanizatele cauciucului natural; rezistivitatea lor de volum este de  $7 \cdot 10^{14}$  ohm·cm.

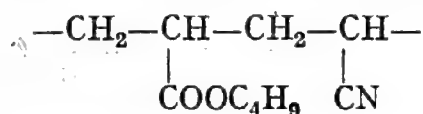
La un conținut de 8—10% stiren adăugat, acești elastomeri servesc la confecționarea unor articole, sau repere tehnice, rezistente la temperaturi joase.

Elastomerii butadien-stirenici pot sta și la baza materialelor folosite pentru rezistența și stabilitatea lor în raport cu acțiunea radiațiilor  $\gamma$ .

Aproximativ două treimi din producția mondială anuală, cifrată la mai multe milioane de tone, se consumă în industria automobilistică, fiind astfel cele mai răspîndite cauciucuri sintetice.

**2.1.3. Cauciucurile acrilice** se adaugă elastomerilor, descriși mai înainte, ca produși de copolimerizare a esterilor acrilici cu diferiți monomeri vinilici. Caracteristicile fizico-structurale ale celor mai interesați dintre aceștia, copolimerii butilacrilatului cu acrilonitrilul, sînt, pe scurt, următoarele:

— au structura amorfă caracterizată de macromolecule liniare cu molecula de bază



— masa moleculară medie-numerică,  $7 \cdot 10^5 < \bar{M}_n < 1,7 \cdot 10^6$ ;

— densitatea,  $1,02 < \rho < 1,05$ ;

— temperatura de vitrifiere  $T_v$ , pînă la  $-35^\circ\text{C}$ ;

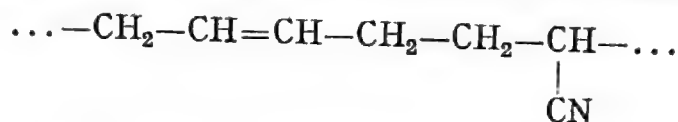
— căldura specifică cuprinsă între 1,88 și 1,93 kJ/kg·K.

Cauciucurile acrilice își conservă proprietățile atît la întuneric cît și la lumină, chiar și fără stabilizatori. Se plastificază și se prelucrează fără dificultate, deși nu au deosebite proprietăți tehnologice sau o elasticitate remarcabilă. Vulcanizate adecvat, aceste cauciucuri rezistă bine la acțiunea unor solvenți, uleiuri etc., servind la confecționarea de repere de etanșare, curele de transmisie, benzi de transport, căptușeli de cisterne și rezervoare petroliere, obiecte

decorative, pneumatice etc. Adezivii din cauciucuri acrilice sînt eficienți în contact cu sticla, aluminiul, fibrele poliamidice, țesăturile, celulozice și de alte proveniențe.

**2.1.4. Cauciucurile butadien-nitrilice** obținute prin copolimerizarea butadienei și acrilonitrilului în emulsie apoasă, sub acțiunea unor inițiatori radicali liberi, la 5°, sau la 28°C, constituie, de asemenea, o grupă aparte de elastomeri cu largă aplicabilitate.

Macromolecula acestor copolimeri are o structură de lanț



în care verigile de butadienă cu configurație 1,4-*trans* predomină. Elastomerii de temperatură ridicată, obținuți la 28°C, au macrolanțuri în care verigile *cis* și *trans* se găsesc în raport 12,4/77,6 cînd acrilonitrilul adăugat intervine în cotă de 28%. Descreșterea temperaturii de copolimerizare duce la creșterea proporției de verigi 1,4-*trans*. Configurațiile 1,2 ale butadienei nu depășesc 10%.

Subunitățile acrilonitrilice au în macromoleculă o distribuție neregulată și reprezintă un conținut de 30% cînd la reacția de copolimerizare au intrat la 75%, după masă, butadienă, 25% acrilonitril.

Masa moleculară, obținută osmometric, are limitele  $2 \cdot 10^5 < \bar{M}_n < 3 \cdot 10^5$ .

Acești copolimeri, de tip cauciuc, sînt amorfi și nu cristalizează; sînt solubili în acetonă, în hidrocarburi aromatice, avînd în acestea din urmă, o solubilitate care descrește cu creșterea proporției de acrilonitril.

Spre deosebire de cauciucul natural și de elastomerii butadien-stirenici, prezintă o serie de particularități legate de prezența grupărilor nitrilice polare în macrolanțuri. Astfel, cauciucurile butadien-nitrilice au rezistență remarcabilă la acțiunea hidrocarburilor alifaticе și aromatice, precum și a unor derivați ai petrolului; proprietățile lor dielectrice sînt relativ slabe.

Densitatea lor crește de la 0,943 la 0,986 g/cm<sup>3</sup> prin creșterea conținutului de acrilonitril; temperatura de vitrifiere crește, în aceleași condiții, de la -55 la -32°C. Permitivitatea relativă se dublează practic, atunci cînd se dublează și conținutul în acrilonitril, fiind 6,4 la 20% și 12 la 40% acrilonitril. Pentru aceleași procente de acrilonitril, acești elastomeri au rezistivitatea electrică de volum,  $6,5 \cdot 10^{10}$ , respectiv,  $10^9$  ohm·cm.

Legăturile duble din lanț favorizează reacțiile cu clor și mercaptani, sau cu alte substanțe și combinații, astfel încît se ajunge la o anumită rigidizare a elastomerilor de acest tip. Însușirile plastice și de prelucrare tehnologică sînt și ele ameliorate prin reacții la nivelul legăturilor duble din catenele secundare.

Prin încălzire și iradiere se produc structurări care depind de conținutul în acrilonitril al elastomerilor; stabilitatea lor este maximă la acțiunea radiațiilor ionizante, cînd acest conținut este de circa 35%. Cîteva procente de antioxidanți (0,5—3%) în sistemul copolimerizabil conferă stabilitatea corespunzătoare produșilor obținuți. Firmele producătoare livrează elastomerii butadien-nitrilici sub formă de plăci, brichete, benzi, pulberi etc.; sînt livrați de asemenea și sub forma de cauciuc lichid.

Se amestecă mai ușor cu policloroprenul decît poliizoprenul. Cu fenol-formaldehidele sub formă de rășini dau amestecuri cu proprietăți tehnologice superioare; crește astfel rezistența la tracțiune, se micșorează remanența la compresiune a vulcanizatelor, se mărește rezistența la uzură, la acțiunea uleiurilor etc.



Plastifierea și întărirea lor se realizează frecvent cu ajutorul cauciucurilor polisulfidice, al copolimerilor stirenului cu acrilonitril etc. Cu ajutorul unor umpluturi minerale ca  $\text{ZnO}$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{TiO}_2$ , vulcanizatele capătă o pronunțată termostabilitate.

Se prelucrează tehnologic cu aceleași mijloace, sau instalații uzinale, care se folosesc curent în cazul cauciucului natural, cauciucurilor butadien-stirenice etc. Mai ușor se prelucrează elastomerii de joasă temperatură, adică cei obținuți la  $5^\circ\text{C}$ .

Prepararea amestecurilor se face prin vâlțuire, malaxare și alte procedee care presupun anumite temperaturi de lucru și rețete. Ordinea introducerii ingredientilor este o condiție importantă. Durata vulcanizării la  $143^\circ\text{C}$  este de circa o oră, iar la  $180^\circ\text{C}$  scade la câteva minute. Vulcanizarea la temperatură mare și durată scurtă conferă elastomerilor respectivi parametri de elasticitate, duritate și uzură favorabili prelucrării. Vulcanizarea prin radiații ionizante duce la creșterea comparativă a vitezei de reticulare; viteza de formare a rețelei este mai mare decât în cazul cauciucului natural, al copolimerilor butadien-stirenici, natriu-butadienă etc.

Elastomerii cu această structură pot fi termovulcanizați, fără oxigen, în 1—2 ore și la  $200^\circ\text{C}$ . Creșterea conținutului de acrilonitril afectează rezistența la temperaturi joase, elasticitatea și impermeabilitatea la gaze. Vulcanizatele prin iradiere au rezistența la tracțiune de  $23\text{—}30\text{ MN/m}^2$  și alungirea relativă de circa 450%; au deformația remanentă la compresiune mai mică decât a celorlalte vulcanizate. Stabilitatea elastomerilor butadien-nitrilici la acțiunea derivatelor petrolului este remarcabilă, fiind slabă față de benzen, toluen, acetonă, anilină, furfurool, brom și altele.

După proprietățile lor dielectrice, acești elastomeri depășesc sensibil cauciucul natural sau copolimerii butadien-stirenici. Datorită proprietăților fizico-chimice și tehnologice își găsesc multiple aplicații în industria automobilistică, aeronautică, poligrafică, petrolieră, electrotehnică etc.

**2.1.5. Alți elastomeri sintetici,** importanți prin aplicațiile decurgând din caracteristicile lor structurale și fizico-chimice, se impun preocupărilor curente fără sistematizări ierarhice nete. Astfel, *cauciucul butilic* poate fi considerat ca având o identitate fizico-chimică și tehnologică comparabilă cu aceea a elastomerilor descriși sumar, mai înainte. În pofida denumirii improprii, butil-cauciucul face parte din categoria copolimerilor izobutilenei cu mici cantități de butadienă, sau de izopren. Cele câteva procente de izopren (1—5%) adăugate izobutilenei în reacția de copolimerizare imprimă cauciucului butilic însușiri care explică importanța sa practică. Proprietatea sa primordială și anume, o remarcabilă impermeabilitate la gaze, îl face să depășească evident rolul deținut mai demult de cauciucul natural în industria camerelor cu aer și a pneurilor de automobil sau de avion. Anvelopele fără camere de aer se fac din cauciuc butilic.

Macromolecula cauciucului butilic conține subentități izoprene adăugate în poziție 1,4, având o concentrație molară a legăturilor nesaturate doar de 0,6—3%. În condițiile copolimerizării cu anumiți agenți, la temperaturi cuprinse între  $-50^\circ$  și  $-90^\circ\text{C}$ , au masa macromoleculară  $M = (2,5\text{—}3)10^5$ ; unii elastomeri produși industrial ating valori  $7 \cdot 10^5$ . Deși amorfi, cristalizează la alungiri relative de peste 500%.

Cauciucul butilic are densitatea  $0,92\text{ g/cm}^3$  la  $27^\circ\text{C}$ , temperatura de vitri-fiere de  $-69^\circ\text{C}$ , densitatea energiei de coeziune  $64,8\text{ cal/cm}^3$ , căldura specifică  $1,94\text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ , permitivitatea relativă 2,1—2,35. Având un coeficient ridicat

de împachetare macromoleculară, cauciucul butilic este depășit doar de tiocoli în privința impermeabilizării la gaze.

În privința stabilității fizico-chimice și a rezistenței la acțiunea unor factori ca lumina, oxigenul, ozonul, solvenții etc. sînt de remarcant comportări comparabile cu ale altor elastomeri sintetici, în condiții de ameliorare a parametrilor implicați de la caz la caz. Cauciucul butilic este ușor structurabil sub acțiunea radiațiilor ionizante; apa, acizii, unele uleiuri vegetale și săruri minerale nu îi afectează stabilitatea. În funcție de antioxidanți poate avea diverse nuanțe de galben, în timp ce ingredientii cu funcții de vulcanizare, plastifiere etc. îi îmbunătățesc, după rețete și condiții adecvate, însușirile de prelucrare tehnologică. Prelucrarea la temperaturi ridicate și în prezența unor promotori adecvați sau a unor umpluturi ca negrul de fum, caolinul etc. conduce la mărirea rezistenței la tracțiune, la uzură, la abraziune ș.a.m.d.

Se amestecă cu poliizobutilena, polietilena și cu copolimerii izobutilenei și stirenului; aceste amestecuri dau produși vulcanizați cu duritate remarcabilă și bune proprietăți dielectrice. Negrul de fum cu marca ISAF, HAF, FEF, în proporție relativ mare, devine determinant pentru optimizarea modulului de elasticitate și a altor caracteristici mecanice; rezistența la tracțiune și la rupere, sau la sfîșiere, cresc datorită încorporării și dispersării fine a unor umpluturi minerale, cum sînt, de exemplu,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{ZnO}$ ,  $\text{TiO}_2$  și altele, care îmbunătățesc totodată și termostabilitatea cauciucului butilic.

Vulcanizarea cu sulf nu permite folosirea elastomerului la temperaturi peste  $135^\circ\text{C}$ . Formarea unor punți transversale de tip C—N, ca urmare a folosirii anumitor agenți de vulcanizare (dibenzoat), asigură termostabilitatea elastomerului vulcanizat pînă la  $175^\circ\text{C}$ . Legăturile C—C și C—O—C conferă de asemenea termostabilitatea lor și elastomerului, adecvat modificat prin vulcanizare cu alchilfenol-formaldehide sub formă de rășini. Totuși, diferiții produși vulcanizați au o elasticitate redusă și proprietăți fizico-mecanice care depind în primul rînd de polimerul de proveniență.

Cauciucul butilic concurează puternic cauciucul natural prin durata de exploatare a diferitelor produse și articole fabricate din el; această durată este adesea dublă față de aceea a produselor din cauciuc natural. Diversitatea utilizărilor acestui elastomer este cel puțin la fel de întinsă și eficientă ca și aceea a tuturor celor anterior caracterizați din acest punct de vedere. Se folosește ca izolator al cablurilor de joasă și înaltă tensiune, fiind material de bază în producerea unor rășini spongioase, a unor repere tehnice de ermetizare etc.

*Cauciucul clorbutilic*, rezultat din clorurarea cauciucului butilic, conține 1,1—1,3% clor și are în macromoleculă atomii de clor dispuși în poziția  $\alpha$  față de legăturile duble ale verigilor izoprenice. Prin mobilitatea lor, atomii de clor favorizează reacția de vulcanizare și viteza acesteia. Elastomerul clorbutilic are caracteristici mecanice și rezistență la îmbătrînire superioare omologului neclorurat.

*Cauciucul brombutilic*, obținut ca precedentul, dar cu 2—3% brom în loc de clor, este și mai propice vulcanizării, avînd însușiri comune cu acesta. Are și el calități de adeziv la interfața unor materiale stratificate, sau în cazul protejării metalelor cu gumă.

Cauciucurile butilice halogenate sînt servesc la căptușirea pneurilor fără camere de aer, la confecționarea unor articole de interes imediat pentru activitatea tehnico-medicală, sau pentru industria alimentară.

Din copolimerii clorurii de viniliden cu esterii acrilici, sau din terpolimerul clorură de vinil — clorură de viniliden — acrilat se obțin, fără plastifianți, pelicule cu înalte calități elastice.



Copolimerii clorurii de viniliden cu butadienă sînt materiale de tip cauciuc (sau cauciucoase) care dau vulcanizate superioare cauciucului butadienic, în privința stabilității chimice, a rezistenței la solvenți și a comportării ignifuge.

Un interes deosebit prezintă elastomerii cu destinație specială, care alături de cei de interes comun, largesc extraordinar de mult și util gama materialelor cauciucoase (de tip cauciuc, sau similare cauciucului), permițînd prin numeroase particularități de comportare satisfacerea exigențelor actuale de exploatare. Procedeele și modalitățile moderne ale chimiei de sinteză și ale tehnologiei cu ample implicări ale fizicii stau la baza realizării a peste 50 000 de produse tehnico-economice, articole și accesorii de strictă utilitate, menite să răspundă corespunzător unor extrem de variate funcționalități. Multipolimerizarea bazată pe construcția și arhitectura, sau chiar decorarea, macromoleculei fundamentale dintr-un bipolimer, terpolimer etc. contribuie ingenios și practic la diversificarea elastomerilor sintetici. G. N a t t a a reușit să obțină polipropilene stereosecvențate, caracterizate de macromolecule conținînd secvențe atactice și tactice dispuse alternativ. Aceste polipropilene sînt similare elastomerilor, prezentînd însușiri elastice datorită domeniilor amorfe și avînd unele proprietăți mecanice conferite de cristalinitatea domeniilor formate din secvențe tactice (izo- și sindiotactice). Domeniile cristaline pot fi considerate ca o rețea generată prin vulcanizarea unui elastomer. Totuși, o asemenea reticulare a cristalitelor substituie doar în parte vulcanizarea propriu-zisă a cauciucurilor sintetice. În schimb, copolimerii propilenă-etilenă dețin calități proprii elastomerilor din care se fac, de exemplu, anvelope sau benzi transportoare. La fel se poartă și unii polimeri sintetici ai izobutilenei, care numai în amestec, fie cu compoziții plastice, fie cu cauciuc capătă însușiri de elastomer. Adăugarea negrului de fum influențează favorabil reunirea adecvată a parametrilor de elasticitate și tenacitate, făcîndu-i astfel mai rezistenți la tracțiune, la rupere sau la sfîșiere.

Monomerii de izobutilenă, ca și acei de acetat de vinil, stiren, metilmetacrilat, acrilonitril etc., adăuși convenabil în macromolecule care mai conțin clorură de viniliden și butadienă, pot juca rol de modificatori, conducînd la realizarea unor sisteme elastomere cu proprietăți fizico-chimice superioare, în anumite privințe, cauciucului butadien-stiren. Așa este compusul macromolecular obținut din 15% izobutilenă, 30% butadienă și 55% clorură de viniliden. Copolimerizarea hidrocarburilor diene cu vinilpiridine, sau cu derivate alchilice, duce la obținerea cauciucurilor vinilpiridinice, solide sau lichide. Masa moleculară a elastomerilor solizi este  $(5-15) \cdot 10^4$ , fiind amorfi și avînd o temperatură de vitrifiere care variază între  $-50^\circ\text{C}$  și  $-70^\circ\text{C}$ , după proporția comonomerilor vinilici. Grupările piridinice participă activ la diverse reacții chimice, în timp ce vulcanizarea acestor elastomeri poate avea loc fără ingrediente, cu ajutorul ZnO. Elastomerii lichizi au masa moleculară  $2 \cdot 10^3 < M < 15 \cdot 10^3$ . Densitatea cauciucurilor vinilpiridinice este cuprinsă între 0,92 și 0,98 g/cm<sup>3</sup>. Vălțuirea, malaxarea, calandrarea și alte procedee de prelucrare a acestor elastomeri nu prezintă dificultăți sau particularități ieșite din comun. Rezistența la tracțiune este între 23,7 și 33,1 MN/m<sup>2</sup>, avînd alungirea relativă de 616—650% și deformația remanentă la o asemenea încercare, de 21—22%. Prin astfel de parametri se înscriu în rîndul elastomerilor cu aplicabilitate specifică.

*Hydrogenarea cauciucurilor* este un procedeu prin care se conferă cauciucului natural și unor elastomeri sintetici rezistență ridicată la încălzire, la acțiunea oxigenului, ozonului și solvenților. Producții hidrogenați, denumiți și *hidrocauciucuri*, au proprietăți fizico-mecanice dependente de adăugarea hidrogenu-

lui la legăturile multiple, de structura cauciucului de bază. Cu cât este mai mică masa molară a cauciucului, cu atât este mai ușoară hidrogenarea. Organizarea și configurația moleculară influențează diferit reacțiile catalitice favorabile hidrogenării cauciucurilor.

Hidrogenarea cauciucurilor cu structură neregulată duce la obținerea unor compuși macromoleculari apti de înaltă elasticitate, dar lipsiți de rezistență la temperaturi joase. Există și se folosește totuși în condiții arctice un hidrocauciuc, denumit *hidropol*, care rezistă pînă la  $-160^{\circ}\text{C}$  ca izolator de conductoare sau de cabluri. Acest elastomer se obține prin hidrogenarea polibutadienei de emulsie. Producții cu un ridicat conținut de 1,4-*cis*-polibutadienă cristalizează după hidrogenare ca și polietilena, fiind capabili chiar de cristalizare sferulitică. Hidrocauciucurile de acest gen, obținute prin hidrogenare catalitică omogenă, au utilizări de bază în obținerea unor adezivi speciali pentru polietilenă și alamă.

Cauciucul natural și unele cauciucuri izoprenice sintetice pot fi hidroclorate în prezența unor plastifianți, stabilizatori și pigmenți, fiind utilizabile în confecționarea de filme, sau de pelicule subțiri. Barbotarea unei soluții de cauciuc în benzen, diclorețan etc. cu HCl gazos constituie o cale cu mai multe etape premergătoare celei în care se obține filmul de *cauciuc hidroclorat*. Acest film este inert biologic, rezistent la uleiuri, mușcagii etc. Se orientează prin întindere și se contractă cu 50—60% cînd este încălzit la  $70^{\circ}\text{C}$ . Rezistă bine la flexionare și în general, la uzură; aderă ușor la hîrtie și celofan, lipindu-se bine de lemn și de metal cu cleiuri pe bază de policloropren. În pelicule de 0,025—0,06 mm, depuse pe hîrtie sau celofan, cauciucul hidroclorat are întrebuințări în industria alimentară, ca auxiliar special în confecționarea ambalajelor. Servește, de asemenea, la protejarea de rugină a unor obiecte din metal.

Materialele de tip cauciuc se prezintă adesea și sub formă *poroasă* sau *spongioasă*, provenind din latexuri sau din cauciuc solid. Latexurile naturale, sau sintetice, dau prin centrifugare spume de cauciuc; ca și în cazul preparării cauciucului spongios se folosesc diverși agenți favorizanți, în condiții și cu efecte bine stabilite. În rețetele acestor materiale intră latexuri de butadienstiren, săpunuri, sulf, ZnO, agenți de gelificare, substanțe stabilizatoare etc.

Datorită capacității de a atenua vibrațiile, de a se deforma remanent, convenabilă anumitor scopuri de exploatare și dat fiind că au o densitate de 0,06—0,22g/cm<sup>3</sup>, materialele spongioase din latex servesc ca amortizoare în diferite echipamente. Au proprietăți dielectrice, dar nu sînt rezistente la medii agresive.

Materialele poroase din cauciucuri solide au o rezistență mecanică superioară celor din latex. Caracterul porilor închiși, sau deschiși, dimensiunile lor și natura agenților de formare a porilor determină o serie de însușiri fizico-mecanice și utilizări, care decurg primordial din calitățile cauciucului de bază. Astfel, din cauciucurile silicoorganice se obțin poroplaste cu rezistență bună la temperaturi ridicate și coborîte, la acțiunea unor benzine și uleiuri etc. Ingredientii de plastifiere, vulcanizare etc. se aleg în funcție de elastomerii folosiți și de compozițiile în amestec. Rezistența mecanică, duritatea, ca și calitățile de izolare termică și fonică depind în mare măsură de densitatea acestor materiale.

*Cauciucurile lichide*, cum sînt, de exemplu, cele butadienice, stau la baza multor materiale similare elastomerilor vulcanizați. Cu ajutorul unor agenți de întărire și de vulcanizare, aceste lichide oligomere devin elastomeri sintetici de largă sau de restrînsă utilitate. Sînt cunoscute sistemele copolimere ale



butadienei cu stirenul, cu acrilonitrilul, acroleina etc. care se găsesc în stare lichidă, fiind comercializate sub denumiri ca flosbren-25, buton 200 etc.

Elastomerii din diverse combinații ale cauciucurilor lichide polibutadienice au masa moleculară între  $10^3$  și  $7 \cdot 10^3$ . Sînt folosiți pentru însușirile lor electroizolante, anticorozive, adezive ș.a.m.d. Combinațiile pe baza oligodienelor cu grupe reactive terminale au aplicații în ermetizarea unor tuburi electronice, cinescoape etc. Vulcanizatele lor au remarcabile proprietăți mecanice și dielectrice favorabile condițiilor de lucru la presiuni și temperaturi mult diferite.

*Tiocolii lichizi* sînt cauciucuri polisulfidice cu macromolecule caracterizate de grupe terminale SH și diferiți indici de ramificare. Au masa molară cuprinsă între 500 și 7 500, iar densitatea relativă de 1,27—1,47. Structurarea lor nu comportă decît încorporarea unor agenți, eficienți în cantități mici chiar la temperatura camerei. Datorită stabilității vulcanizatelor în raport cu mediile agresive, tiocolii își găsesc aplicații la prepararea compozițiilor de ermetizare (cleiuri, chituri). Tiocolii lichizi servesc la impregnarea hîrtiei, stofei, pîslei, poroplastelor ș.a.m.d.

Modificarea unor rășini fenolice și epoxidice se realizează cu ajutorul tiocolilor lichizi de tip LP—3, LP—8 și LP—33, în timp ce tipul Tiocol VA—7 este folosit ca agent de vulcanizare pentru cauciucuri naturale și sintetice.

Anumite compoziții de tiocoli lichizi și rășini epoxi se întrebuintează la prepararea unor vopsele, lianți, cleiuri și a unor substanțe de impregnare, avînd calități conferite de o bună rezistență chimică, vîscozitate de șoc ridicată, flexibilitate adecvată.

*Cauciucurile silicoorganice lichide* se deosebesc de similarele lor solide printr-un conținut superior de grupe hidroxilice terminale; datorită acestor grupe, ele pot fi structurate comod la temperatura camerei. Au masa moleculară  $(2-10)10^4$  și vîscozitatea 0,5—80 N·s/m<sup>2</sup>. Vulcanizatele au masa molară  $(2,5-4)10^4$ ; rezistența lor la alungire este 1,5—2,5 MN/m<sup>2</sup>, iar alungirea relativă 100—200%.

Cauciucurile lichide de acest tip au întrebuintări ca materiale de ermetizare și de protecție prin cauciucare a unor suprafețe metalice etc.

Grupa *cauciucurilor lichide uretanice*, obținute pe baza poliesterilor simpli sau complecși, face parte din aceeași clasă de compuși macromoleculari ca și tiocolii sau cauciucurile silico-organice. Prin vulcanizare se obțin elastomeri cu rezistență la alungire de 20—60 MN/m<sup>2</sup> și cu alungire relativă de 400—620%.

*Cauciucurile carboxilice* se obțin din copolimerizarea izoprenului, sau butadienei, cu metacrilat și cu alte combinații incluzînd stirenul,  $\alpha$ -metilstirenul, acrilonitrilul, precum și alți parteneri aleși convenabil în loc de metacrilat. Macromoleculele acestor elastomeri amorfi conțin grupe carboxilice. Copolimerii cu 1—2% unități metacrilice cuprind o grupă carboxilică la 200—300 de atomi de carbon din lanț. După conținutul verigilor *cis*- și *trans*-1,4, ca și al verigilor 1,2 (sau 3,4) izoprenice și butadienice, cauciucurile carboxilice nu se deosebesc practic de cauciucurile izoprenice și butadienice de emulsie, care nu au grupe carboxilice.

Elastomerii carboxilici sintetici nu cristalizează la alungire. Densitatea lor este cuprinsă între 0,937 și 0,990 g/cm<sup>3</sup>, depinzînd ca și temperatura de vitrifiere ( $-45,5 \div -70^\circ\text{C}$ ) de procentul verigilor de acid metacrilic. Prezența legăturilor duble în macrolanț îi face vulnerabili la acțiunea unor agenți și la inconvenientele depozitării îndelungi. Împotriva îmbătrînirii, sau structurării, se folosesc stabilizatori, antioxidanți etc. Se amestecă ușor cu alte cauciucuri și polimeri dînd compoundinguri convenabile prelucrării.

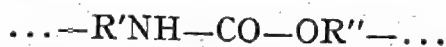
Au proprietăți fizico-mecanice comparabile cu ale multor elastomeri sintetici de uz comun. Rezistă foarte bine la uzură.

Împreună cu alcoolul polivinilic dă înlocuitori de piele naturală, avînd și proprietăți hidrofili. Cauciucul carboxilic pe bază de butadien-nitril și cu 1,25% componentă metacrilică servește la prepararea de cleiuri termostabile; cu 5%, capătă însușiri de adeziv superior fiind întrebuințat în tehnica electronică.

Sub forma de latex sintetic, au întrebuințări în industria anvelopelor, la impregnarea cordului, țesăturilor și hîrtiei.

*Poliuretani* se adaugă cu o largă gamă de produse tehnico-economice celor de mai înainte, sub forma de spume, elastomeri, adezivi și compuși pentru acoperiri sau laminate. Ei se obțin din reacția unui poliizocianat cu compuși avînd atomi de hidrogen reactivi, așa cum sînt polieterii, poliesterii, aminele, glicolii, acizii carboxilici.

Macromolecula acestor materiale flexibile, sau semirigide, cu comportare de spumă, elastomer sau elastomer de tip plastic, are în structura sa substituenții  $R'$  și  $R''$



care determină diferențierea odată cu metoda și natura reacției. Reacția dintre un diizocianat și un dialcool dă macromolecule de tip liniar care conferă compuşilor proprietăți de elastomer.

Numărul secvențelor cristaline rigide din macromoleculă determină variabilitatea poliuretanilor rigizi, sau înalt elastici, rezultați din combinații de reacții primare și secundare. Producții sub formă de spume au proprietăți finale care depind primordial de numărul grupelor uretanice și ureice din macromoleculă, precum și de reticularea obținută. Spumele poliuretanică au proprietăți superioare celor ale expandatelor sintetice; domeniul lor de utilizare este între  $-150$  și  $130^\circ\text{C}$ . Pentru obținerea spumelor flexibile, rigide și semirigide sînt utilizabili diferiți agenți de spumare, extenderi, agenți de suprafață și de control al structurii celulare, pigmenti.

Masa moleculară a spumelor flexibile este  $2\,500 < M < 5\,000$ .

Elastomerii poliuretatici cu macromoleculă liniară sau puțin ramificată sînt flexibili și pot fi malaxați, avînd  $M \sim 5 \cdot 10^4$ . Grupele active favorizează reticularea sau vulcanizarea cu sulf, izocianați și peroxizi. Rolul grupelor uretanice  $-HN-CO-O-$  și al blocurilor sau secvențelor statistic distribuite în macrolanț devine semnificativ alături de cel al esterilor și izocianaților. Secvențele oligomere flexibile alternează cu secvențele rigide de izocianați. Creșterea concentrației grupelor uretanice duce la ridicarea temperaturii de vitrifiere, care scade totuși dacă masa molară a secvențelor rigide uretanice devine mai mare. Blocurile rigide cu masă molară mai mare joacă rol de umplutură activă și conferă astfel elasticitate sporită poliuretanilor secvențați. Masa molară a lanțului elementar (lanț de rețea, sau segment de lanț între două noduri de rețea succesive) influențează proprietățile mecanice; astfel, cînd  $4\,000 < M_{re} < 5\,000$ , valorile rezistenței la rupere, modulul elasticității și duritatea devin minime. Elastomerii poliuretatici sînt relativ rezistenți la acțiunea factorilor atmosferici, a luminii ultraviolete și a radiațiilor  $\gamma$ , dar au stabilitate termică redusă chiar la temperaturi mici. Caracterul, numărul și distribuția legăturilor intermoleculare influențează de asemenea proprietățile lor fizico-mecanice.

Elastomerii lichizi, ca și acei cu punct de topire coborît, pot fi formați prin turnare, vulcanizîndu-se complet cu glicol sau cu diamină. Vulcanizatele lor rezistă bine la rupere și la sfîșiere.

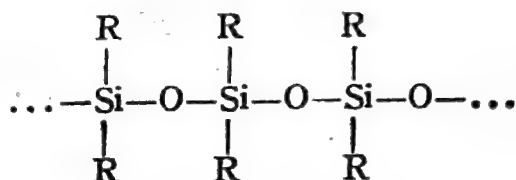


Poliuretanii termoelastoplastici, destinați formării prin injecție sau extrudare, au structură liniară, reticulează la temperaturi mai ridicate și au masa molară inferioară celor pentru turnare; termoplasticitatea acestor elastomeri se datorește legăturilor de hidrogen cu forțe de valență secundare care se scindează la temperaturi ridicate și se refac la coborîre. Creșterea gradului de cristalizare determină mărirea durității, rezistenței la rupere și a temperaturii de topire, conducînd însă la micșorarea elasticității, solubilității, flexibilității și alungirii relative.

Elastomerii solubili sînt asemănători celor malaxabili, dar au masă molară mai mică; folosesc în combinații adezive sau de acoperire fiind solubili, unii în acetat de etil, alții în metil-etilcetonă, sau în dimetilformamidă, ca dizolvant puternic polar. Prin vulcanizare cu izocianați, macrolanțurile devin flexibile și elastomerii mai elastici, descrescînd însă temperaturile de topire și de vitrifiere. Structurarea acestor elastomeri generează materiale *penoplaste* (au celule sau pori închiși, spre deosebire de *poroplaste*, cu pori deschiși).

Elastomerii poliuretani au densitatea 0,93—1,26 g/cm<sup>3</sup> și se păstrează sub forma de granule timp de șase luni, în condiții care exclud umiditatea. Materialele de tip penopoliuretan se folosesc pentru însușirile lor de amortizare, de atenuare a șocurilor, de hidro-și fonoizolare. Elastomerii uretanici topiți sînt superiori celor vălțuiți, avînd chiar fără umplutură proprietăți mecanice bune. Din poliuretani se fac piese mari cu profil complicat și anvelope pentru vehicule uzinale, cu o durată de exploatare de 6—7 ori mai mare decît a celor din alți elastomeri; aceste anvelope sînt mai subțiri, dar au coeficient de frecare mic și nu permit, încălzindu-se ușor, viteze mai mari de 15—18 km/oră. Elastomerii poliuretani se folosesc la confecționarea materialelor de încălțăminte, curelelor de transmisie, a unor conducte, furtunuri, manșoane și alte accesorii, deși costul acestora este de cîteva ori mai ridicat decît al produselor similare din alți elastomeri.

*Siliconii* sînt o categorie de polimeri semianorganici reprezentați prin poliorganosiloxani, ca produși de policondensare. Macromolecula caracteristică are un schelet din atomi de siliciu care alternează cu atomi de oxigen, prezențind și radicali organici), simpli sau complecși, sub forma unor grupe laterale R (metil, fenil)



Producerea siliconilor comportă oxid de siliciu, tetraclorură de silicon, reactivi Grignard și ingrediente care le modifică starea fizică și proprietățile. Siliconii derivați din monomeri bifuncționali (silandioli) sînt liniari în stare fluidă, cînd concentrația unităților monomere în lanț este mică și devin cauciucoși, cu creșterea acestei concentrații. Substituirea parțială a grupelor metilice cu grupe vinilice favorizează obținerea elastomerilor siliconici. Acești elastomeri pot fi reticulați cu mici cantități de peroxizi. Siliconii derivați din monomeri, cum sînt silantrioli, sînt polimeri tridimensionali rigizi și fragili. În general, prin modificarea structurii, a grupelor organice laterale și a lungimii catenei principale se obțin uleiuri siliconice, rășini și materiale elastomere. Ingredientii, agenții de vulcanizare și umpluturile de ranforsare (întărire) ajută prepararea siliconilor de masă molară mare. Variațiile lor se remarcă printr-o serie de proprietăți ca: stabilitate termică și

oxidativă la temperaturi de circa 260°C; fluiditate, elasticitate și flexibilitate pînă la -80°C; inerție chimică și rezistență la lumină solară, la ozon, radiații. Siliconii au proprietăți de suprafață bune, fiind hidrofobi și posedînd excelente proprietăți electrice, precum și rezistență la efect corona.

Siliconii obținuți prin policondensare completă se categorisesc convențional în grupe sau stări definite prin raportul dintre numărul  $N_R$  al radicalilor fixați pe siliciu și numărul total al atomilor de siliciu din macromoleculă ( $N_{Si}$ ). Fluidele au  $(N_R/N_{Si}) > 2$  și se caracterizează prin termostabilitate ridicată într-o gamă largă de viscozități. În stare fluidă sînt utilizați ca lubrifianți, antispumanti, agenți de hidrofugare, de demulare etc. Sub formă de soluții, uleiuri sau emulsii își găsesc întrebuințări în industria cauciucului, a materialelor plastice, sticlei. Amestecarea lor cu mici adaosuri de silice fină dă sisteme cu rezistență termică mare, cu bune proprietăți dielectrice și foarte bune însușiri hidrofuge. Fluidele siliconice, cu sau fără negru de fum, sau săpunuri speciale, servesc ca lubrifianți sub denumirea de *uleiuri siliconice*.

Cauciucurile siliconice sînt elastomeri definiți de raportul  $(N_R/N_{Si}) \sim 2$ , care pot fi vulcanizați la cald, sau la temperatura ambiantă: Elastomerii vulcanizabili la cald au structura liniară și mase molare mari, fiind asemănători cauciucurilor organice în ceea ce privește plasticitatea. Vulcanizarea cu un peroxid organic transformă masa plastică într-un solid elastic, structurat prin punți intercatenare. Elastomerii reticulați la temperatura ambiantă au viscozitate mică și se folosesc la acoperiri, încapsulări și în combinații adezive.

Rășinile siliconice au raportul  $N_R/N_{Si}$  între 1,2 și 1,8, fiind siliconi puri, micști și hidrofugi, sub formă de pulberi, granule și fibre prelucrabile prin injecție și extrudere.

Compușii macromoleculari pe bază de siliciu prezintă toate caracteristicile generale ale polimerilor, avînd însă și unele particularități care decurg din natura anorganică a catenei principale. Poliorganosiloxanilor, caracterizați de legăturile  $Si-O-Si$ , li se alătură poliorganometalsiloxanii și alți produși care pot cuprinde în macromoleculele lor pe lîngă radicali organici și atomi de carbon sau de azot (silazani) și atomi de staniu, titan sau aluminiu. Cauciucului siloxanic, foarte răspîndit și comun prin formula sa structurală dimetil-metil-vinil-siloxan, i se aseamănă, prin unele însușiri, diverși alți siliconi care sînt comercializați și folosiți ca silastomeri, silasteni, silopreni ș.a.m.d. Macromoleculele acestora conțin centri de reacție de tipul legăturilor  $Si-O$  al grupelor laterale nitrilalchilenice și al celor terminale silanalice.

Elastomerii siliconici liniari sau ciclici prezintă o excelentă inerție chimică și deosebite calități dielectrice. Au masa molară între  $3 \cdot 10^5$  și  $8 \cdot 10^5$ , iar densitatea de 0,96—0,98 g/cm<sup>3</sup>. Unii dintre ei cristalizează la aproximativ -60°C, avînd temperatura de vitrifiere  $T_v \approx -130^\circ C$ . După adîția unor umpluturi adecvate sînt vulcanizați cu ajutorul peroxidizilor organici. Rezistența lor mecanică este mai mică decît a elastomerilor pur organici, în timp ce alungirea relativă nu depășește 100—300%.

Varietățile silastice, ca politrifluormetilul, pentafluoretilul și altele, au utilizări ca materiale termostabile între -70 și 250°C.

Siliconii elastomeri au rezistența termică, adică durata exploatării la temperatură dată pînă la înjumătățirea alungirii relative, caracterizată de următoarele valori: la 150°C rezistă în exploatare pînă la 30 de ani, la 200°C rezistă 6 ani, la 260°C, numai 2 ani, scăzînd la două luni rezistența la 315°C, la o săptămînă, la 370°C, două ore la 425°C și doar 10 minute la 480°C. Prin creșterea temperaturii de la 20° la 250°C, rezistența la tracțiune scade de la 5,5 la 3,5 MN/m<sup>2</sup>. Elastomerii siliconici rezistă foarte bine pînă la aproape -100°C.



Deformarea remanentă a siliconilor elastomeri depinde de tipul agentului de vulcanizare și de condițiile de termostatare. Vulcanizatele siliconice capătă termostabilitate înaltă prin termostatare de 6—24 ore la 200—250°C, în curent constant de aer.

Domeniile de utilizare ale elastomerilor siliconici cuprind industria electrotehnică, electronică, automobilistică, aviatică etc.

Menționarea altor elastomeri în continuare, fără prea multe date de ordin fizico-structural sau tehnic, nu trebuie înțeleasă ca o categorisire secundară, dacă se are în vedere destinația adesea specială a acestora și aplicabilitatea lor excepțională. Elastomerii ciclorețiculari, cauciucurile epoxidice, etilen-propilenice, cauciucuri esterice nesaturate, cauciucurile polisulfurate, polidiclorofosfazenul și toate sistemele elastomere compoundate pot prezenta în acest sens un interes aparte prin diversitatea caracteristicilor fizice și tehnologice, ca și prin multitudinea aplicațiilor practice.

Structura și proprietățile fizico-chimice ale sistemelor capabile de înaltă elasticitate sînt puternic și tipic influențate, atît de varietatea entităților și substituenților funcționali care compun macromolecula, cît și de natura legăturilor și a interacțiunilor acestora. Particularitățile cinetico-morfologice, microstarea și reflectarea proceselor elementare proprii particulelor constitutive pot fi regăsite și exprimate prin proprietăți și caracteristici de stare sau de comportare ale sistemelor macroscopice. Elastomerii pot fi riguros caracterizați din punct de vedere fizic cînd sînt corelate și interpretate legic toate interdependențele presupuse esențial de coexistența locală, de legăturile și interacțiunile atomilor, substituenților, moleculelor, macromoleculelor sau eventualelor formațiuni supramoleculare. Tratarea fenomenologică a stării înalt elastice și a proprietăților fizice corelabile în limitele anumitor particularități constitutive-structurale comportă elucidarea unor procese fundamentale implicate primordial în flexibilitatea macromoleculei.

## 2.2. Macromolecula — flexibilitatea și factorii ei sterici [2—5]

Modelul macromoleculei liniare, conceput pentru a reda schematic caracterul de lanț, relativ întins sau ghemuit, al celei mai comune dintre formele entității de bază a polimerilor, deși simplu în aparență, oferă prin atribute de microstructură și mobilitate conformațională, interesante și utile premise de studiu (fig. 1).

Particularitățile de configurație și de conformație ale macromoleculei depind de natura chimică a unităților monomere și de microconfigurația lor. Caracterul legării și interacțiunilor acestor unități, influența unor factori sterici ca și condițiile macroscopice ale compusului macromolecular interesează cu prioritate analiza flexibilității macrolanțurilor și implicarea acesteia în determinarea stării înalt elastice a unor polimeri. Practic, macromolecula se află tot timpul în interacțiune cu celelalte macromolecule; macromoleculele dintr-o soluție de polimeri sînt totodată în contact și cu moleculele solventului.

Configurația chimică a unei macromolecule este stabilită prin legături covalente și factori sterici cu rol restrictiv, decisivi pentru conservarea caracterelor sale de constituție și structură. Asimetria dimensională excepțională a macrolanțului și capacitatea de rotație a subentităților sale caracteristice conferă flexibilitate acestuia. Macromolecula liniară flexibilă este capabilă de numeroase conformații ca urmare a rotației libere efectuate de grupele

de atomi sau de substituenți în jurul legăturilor simple. În realitate, rotațiile sînt împiedicate și mulțimea valorilor distanței dintre extremitățile macrolanțului este restrînsă sensibil.

Distanța dintre capetele macrolanțului întins se identifică cu lungimea acestuia, numită *lungime de contur*. În celălalt caz extrem, capetele coincid și distanța este nulă. Conformația aferentă acestui caz este așa-numitul *ghem statistic*. Diferitelor distanțe posibile între extremitățile lanțului le corespund nenumărate conformații.

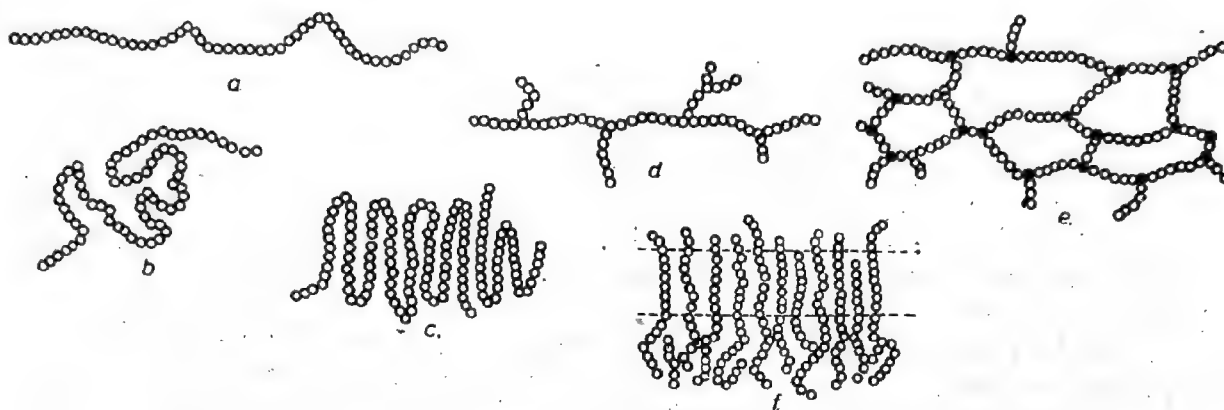


Fig. 1. Reprezentări macromoleculare — tipuri :

a — macromoleculă liniară (filiformă); b — conformație de ghem statistic; c — macrolanț pliat; d — macrolanț ramificat; e — rețea macromoleculară; f — structură amorfo-cristalină.

Modelul de lanț molecular cu rotații libere poate fi comparat prin *flexibilitatea* sa nelimitată cu gazul ideal, dat fiind că atât conformațiile macromoleculi idealizate cât și stările gazului se disting doar din punct de vedere entropic, nu și energetic. Într-o asemenea comparație, distanței  $r$  dintre extremități îi corespunde volumul gazului, iar efortului necesar tranziției conformaționale îi corespunde presiunea exercitată pentru schimbarea volumului gazului ideal (în acest caz, ciocnirile moleculare sînt elastice). Este necesar să se observe că atât flexibilitatea macromoleculi cât și elasticitatea gazului ideal sînt de natură entropică, efectele energetice fiind nule. Flexibilitatea macromoleculi reale nu este însă pur entropică; interacțiunile și orientările unităților adiacente, sau relativ depărtate în lanț, sînt corelabile la echilibru, comportă efecte energetice și își găsesc o expresie prin acest parametru conformațional, care este flexibilitatea.

Macromolecula flexibilă poate executa mișcări globale de translație și de rotație, precum și mișcări proprii ale subunităților ei constitutive; astfel, verigile sau segmentele de lanț flexibil pot efectua în același timp mișcări de vibrație și de rotație care compun așa-numita *mișcare microbrowniană* (mișcare intramoleculară). Așadar, mulțimea gradelor de libertate aferente subunităților structurale participante la rotația internă constituie, în acest sens, un indiciu în estimarea flexibilității macrolanțului.

Microstructura și flexibilitatea lanțului polimer își află concludente reflectări în datele și rezultatele cercetărilor bazate pe difracția razelor X. Punerea în evidență a liniilor de egală densitate electronică revelatorie pentru configurația în zigzag a macromoleculi de polietilenă cristalină (fig. 2), ca și stabilirea datelor indicate în figura 3, argumentează eficiența analizei roentgenografice în explorarea structurii microfizice a polimerilor. Se cunoaște



cu precizie lungimea legăturii simple ( $\sigma$ ) și unghiul format de două legături dispuse în zigzag.

Până în anul 1934, macromoleculele au fost considerate ca având forma alungită de baghetă subțire și rigidă. Flexibilitatea presupusă de macromoleculele multor polimeri în diverse cazuri, sau condiții de studiu, era un parametru care decurgea secundar din variabilitatea limitată a rigidității primordiale. Cercetări efectuate de K. H. Meyer, H. Mark, L. Bragg și alții arată totuși că relația dintre rigiditatea și flexibilitatea unuia și aceluiași

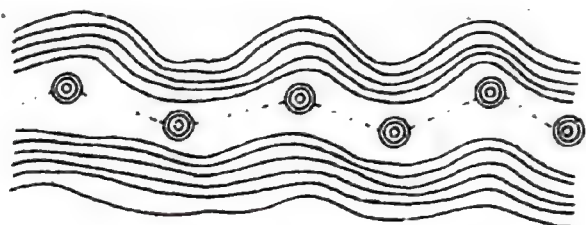


Fig. 2. Repartiția densității electronice în configurația macromoleculei de polietilenă.

lanț, în diferite condiții de examinare, nu este numai o relație de inversă proporționalitate.

Studiile bazate pe investigarea microscopică, spectrofotometrică, electro-nografică aruncă o lumină favorabilă descifrării unor relații concludente între structura microfizică și proprietățile mecanice, termice, optice și elec-

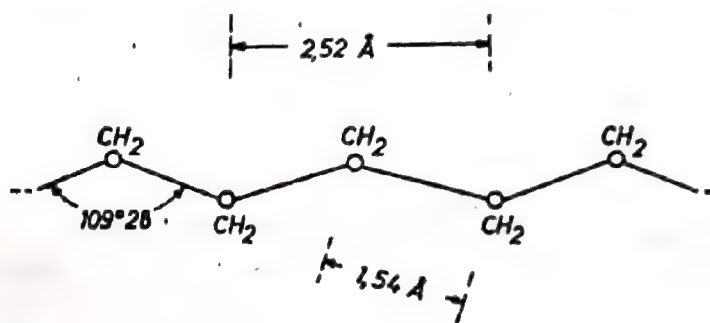


Fig. 3. Geometria macrolanțului în zigzag de polietilenă.

trice ale polimerilor. Reliefarea unor particularități sterice, morfologice, funcționale sau cinetico-moleculare se bazează în urma acestor studii pe conceptul actual al corelării formei macromoleculei cu mișcarea termică generată specific de rotațiile interne ale unor părți din moleculele de bază față de altele.

Înțelegerea unor interdependențe caracteristice pentru conformația macromoleculară și pentru tranzițiile de conformație a fost substanțial ajutată și de găsirea modalităților de redare schematică a diferitelor tipuri de structuri chimice hibride (fig. 4). Modul sau tipul înlănțuirii moleculelor de bază se corelează și cu participarea acestora la mișcarea și conformația macromoleculei. Rolul legăturilor duble în configurația carbocatenei impune criterii de organizare intimă, de aranjare tactică diferențiată.

În configurația macromoleculei poliizoprenice, de exemplu, se remarcă, pe lângă rolul jucat de legăturile duble, și prezența pozițională a atomilor de carbon 1 și 4 de la capetele legăturilor simple, care încadrează legătura dublă dintre carbonii 2 și 3 (fig. 5). Marcarea ordonată a subunităților macromoleculei facilitează interpretarea și clasificarea configurațiilor după criteriul unor perioade de identitate sau al secvențialității. Aceste criterii includ și elemente de prioritate sau de senioritate ale diferiților atomi prezenți în macrolanț.

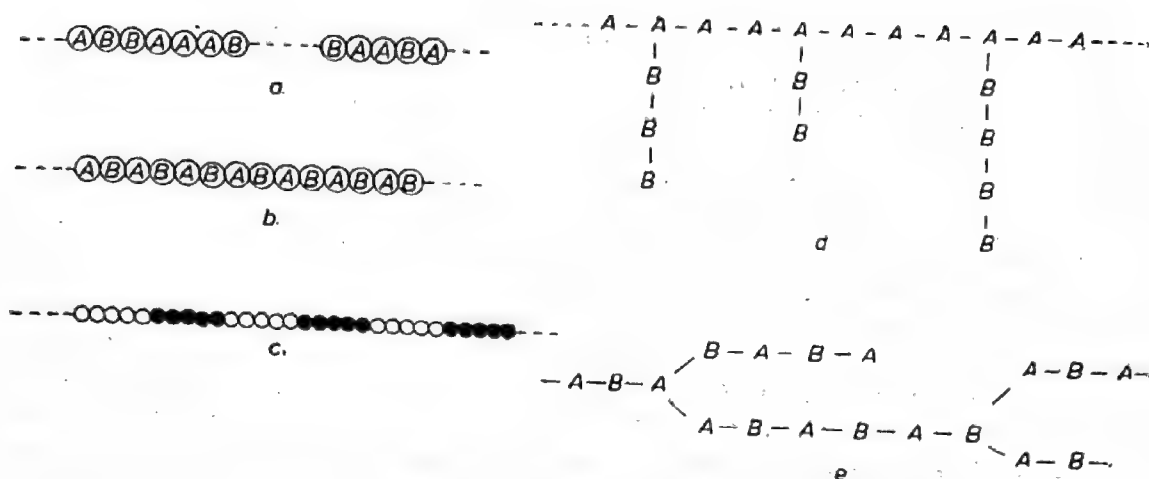


Fig. 4. Tipuri de configurații heteropolimere :  
a — macromoleculă de copolimer liniar statistic ; b — copolimer alternativ ; c — bloc-copolimer ;  
d — copolimer greșat ; e — copolimer ramificat.

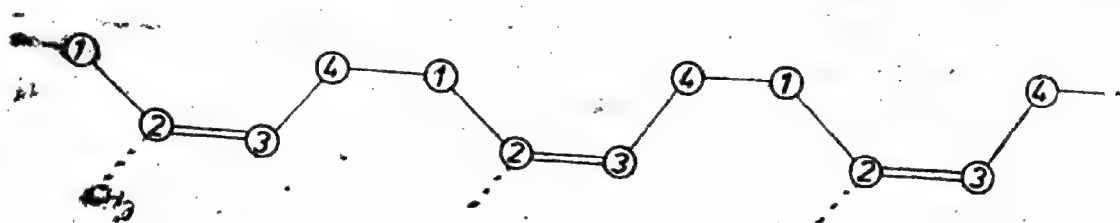


Fig. 5. Configurație *cis*- izomerică.

Într-o altă configurație remarcabilă se observă alternarea legăturilor simple și a grupelor metilice  $\text{CH}_3$  față de planul legăturilor duble, așa cum este cazul macromoleculii de gutta-percha. Stereochimia unei asemenea macromolecule prefigurează caractere de monocristal, subliniind semnificația cristalografică a anumitor configurații (fig. 6). Cu toate acestea, conformația instabilă — și nu configurația dată — interesează în principal studiul flexibilității lanțului molecular. Problemele de izomerie și de tacticitate devin în acest context deosebit de interesante prin căile și soluțiile care duc la elucidarea mecanismelor flexibilității macromoleculare și elasticității înalte a elastomerilor.

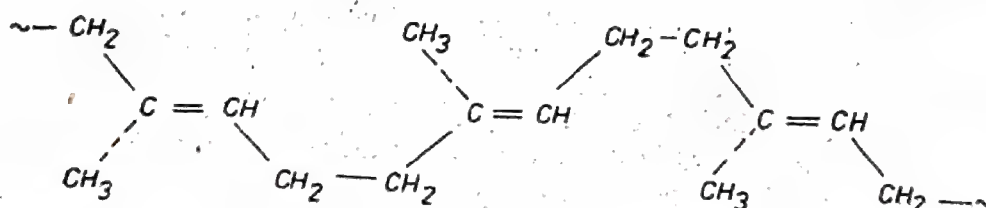


Fig. 6. *trans*- Izomeri de gutta-percha.

### 2.2.1. Tipuri de izomeri și secvențe

Cunoașterea aprofundată a structurii macromoleculare și interpretarea corectă a proceselor elementare, concurente în manifestarea intimă a flexibilității de lanț molecular, și ea determinantă pentru comportarea înalt elastică a unui elastomer, presupun considerente esențiale de izomerie și de secvențe.



*Izomeria*, ca însușire a unei substanțe de a avea proprietăți fizice și chimice diferite, deși moleculele lor constau din aceleași numere de atomi, de același fel, se regăsește și la polimeri. Aceștia pot avea foarte mulți izomeri datorită numărului mare de atomi din macromoleculă. Astfel, se știe că în cazul unei hidrocarburi saturate care conține 14 atomi de carbon, numai numărul izomerilor de structură este de 1 858. Numărul izomerilor de structură crește la 366 319 pentru o hidrocarbură cu 20 atomi de carbon. Considerarea tuturor atomilor din moleculă, adică și a celor de hidrogen, dă numere extraordinar de mari de stereoizomeri, sau de conformații; în estimările de acest gen se admite că atomii, chiar de aceeași specie, sînt discernabili. În moleculele de bază, sau în unitățile repetabile, substituirea unui atom cu altul, sau cu o grupă de atomi, ca și schimbarea pozițiilor reciproce, afectează parametrii stereoizomerici. Se admite că asimetria atomilor de carbon din lanțul polimer și deci diferențele de configurație ale acestora generează *stereoizomeria*. Asimetria unităților monomere și orientarea lor variabilă de-a lungul lanțului condiționează *izomeria secvențială*. În acest caz, moleculele asimetrice conțin fiecare două părți, denumite generic cap și coadă, și se succed în lanț, fie cap-la-cap, fie cap-la-coadă.

Polidienele, ale căror unități de bază, cu cîte două legături duble fiecare, favorizează producerea cauciucurilor sintetice, prezintă *izomerie geometrică*. Deoarece în acest caz apar distinct configurațiile *cis* și *trans*, multiplicitatea lor este numită, în general, *izomerism configurațional*, sau, mai adecvat, *izomerism cis-trans*. Tot izomerism configurațional este și *izomerismul D-L*, determinat de asimetria atomilor de carbon încadrați de doi substituenți diferiți și de doi radicali diferiți și inegal depărtați de carbonul asimetric. Formarea catenelor secundare sau a altor structuri în homopolimeri, precum și modificarea distribuției unităților monomere în copolimeri pot determina așa-numitul *izomerism structural*. Delimitarea tipurilor de izomeri și a criteriilor de diferențiere izomerică comportă încă anumite rigori de abordare și de tratare unitară.

Disponerea într-o anumită ordine a subentităților structurale în macromoleculă asociază adesea criteriilor de izomerie și unele considerente de tacticitate. Uniformitatea dispunerii, alternanța regulată sau statistică a subentităților în lanț fac obiectul unor preocupări de studiu cu referiri frecvente la stereoregularitatea anumitor polimeri, cu subaspectele de izo- și sindiotacticitate, atacticitate, precum și unele particularități polimorfice, mezo-fazice etc. Interferența conceptelor sau definițiilor de bază pentru gama largă a aranjamentelor atomo-moleculare în polimeri nu constituie un impediment; modul alcătuirii și succesiunii moleculelor de bază în polimeri poate fi redat elocvent și corect prin referiri vizînd atît izomerismul *cis-trans*, cît și tacticitatea sau atacticitatea decurgînd din alternarea secvențelor de tip cap-coadă, cap-cap sau coadă-coadă. Reprezentarea prin modele fizice, stereo-chimice etc. satisface doar parțial și, de regulă, preconizat aspectele de conformație, chiar și atunci cînd configurațiile sînt edificatoare.

Modelele unanim acceptate pentru a reda schematic tipurile tacticității polimerilor stereoregulați evidențiază convențional dispunerea anumitor subentități moleculare, cum ar fi, de exemplu, în figura 7, grupa funcțională  $\text{CH}_3$ , indicată uzual, ca și alți radicali, prin R. Figura 7, a redă absența regularității în dispunere a radicalilor, în cazul unui derivat polivinilic cu carbocatenă în zigzag. Dispunerea izotactică, particularizată de situarea de aceeași parte a grupelor metilice, față de planul imaginar care conține catena principală, este schematizată în figura 7, b. Printr-o proiecție și mai simplificată (fig. 7, c), se indică alternanța regulată a substituenților R, față de același

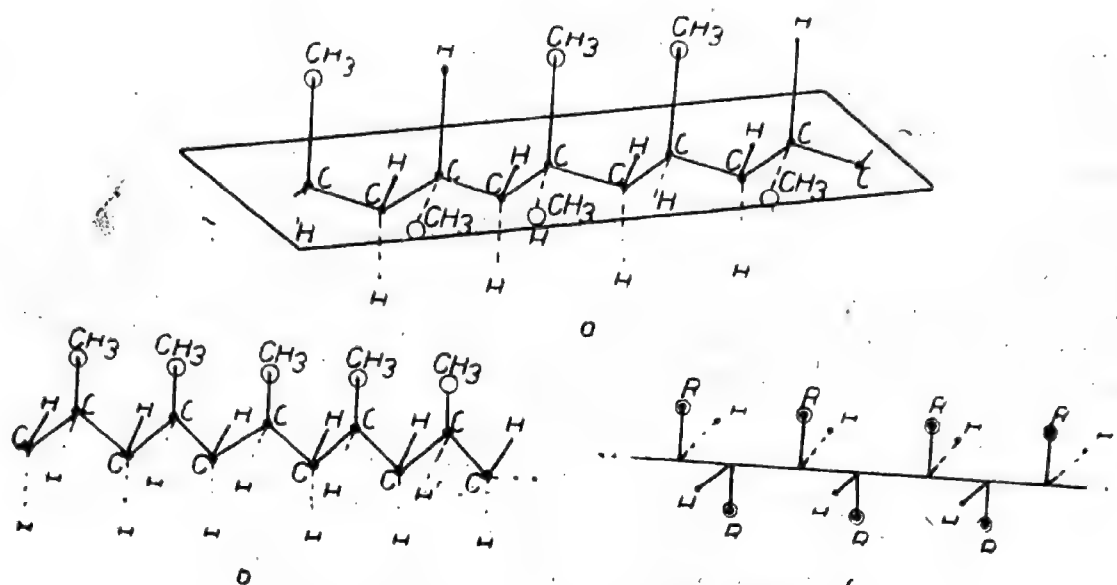


Fig. 7. Modele de dispunere a substituenților :

a — lanț cu grupe  $\text{CH}_3$  distribuite atactic; b — configurație izotactică; c — dispunere izotactică a radicalilor.

plan de referință; aceasta este caracteristica principală a polimerilor sindiotactici. Notațiile de reper și proiecțiile modelelor concepute pot diversifica consecvent modalitățile de ilustrare și de relatare în context.

Coexistența a doi substituenți, X și Y, în moleculele de bază implică suplimentar și considerente de microtacticitate, dată fiind complicarea astfel a interdependențelor presupuse de cuplarea acestor substituenți în structura stereoreglată a macromoleculelor.

Elaborarea elastomerilor sintetici include uneori și mecanisme de stereoreglare macromoleculară, favorizată de prezența în reacție a catalizatorilor stereospecifici Ziegler-Natta.

Figura 8 redă în proiecție Fischer-Newman conformația unui polimer ditactic cu unități de bază de tip (CHR), unde X poate fi atomul de hidrogen H, iar Y, un radical R.

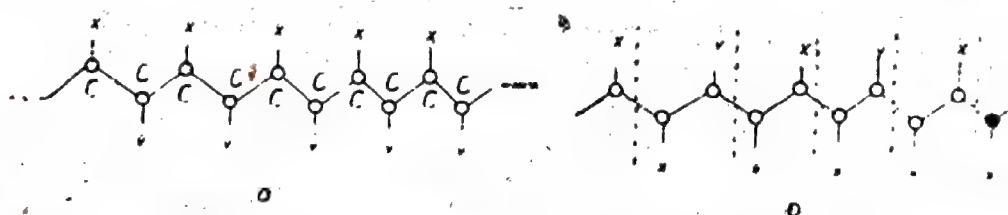


Fig. 8. Diizotacticitate (a) și disindiotacticitate (b).

În figura 9, a este reprezentată, în proiecția Fischer, diizotacticitatea conformației de lanț cu substituenți H și X aliniați omogen în raport cu carbo-catena principală. Dacă se consideră numai X substituent, structura se confundă cu una izotactică.

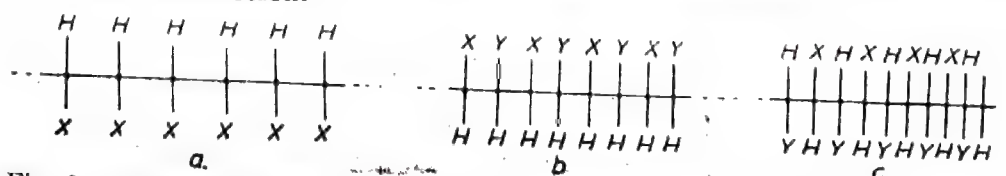


Fig. 9. Stereospecificitate izotactică (a), eritrodiizotactică (b) și treodiizotactică (c).



Conformația cu trei substituenți X, Y și H, dispuși ca în 9, b, prezintă microtacticitatea denumită *eritrodiizotactică*.

Tipul numit *treodiizotactic* este reprezentat în figura 9, c. În literatura fundamentală de chimie macromoleculară și de fizica polimerilor pot fi găsite și alte relatări sau detalii, care nu fac obiectul preocupărilor de față.

Un alt exemplu semnificativ — și de aceeași importanță cu precedentele — îl constituie microtacticitatea de tip *disindiotactic*. Dacă unitatea monomeră conține doi atomi de carbon cu câte doi substituenți diferiți R și R', dispuși fiecare sindiotactic, atunci structura devine disindiotactică (fig. 10), fiind susceptibilă de prefixele eritro- sau treo-, concordant cu convențiile de redare grafică adoptate corespunzător în cazul diizotacticității.

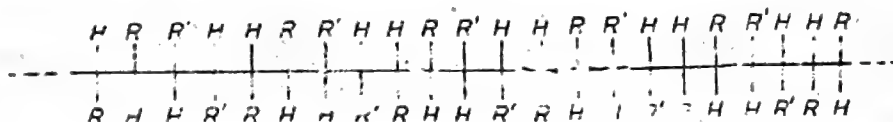


Fig. 10. Disindiotacticitate (eritro sau treo).

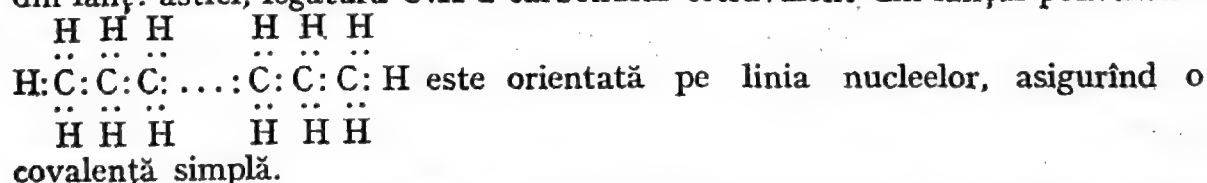
Multitudinea combinațiilor posibile de microconfigurații, concurente în alcătuirea unei macroconfigurații polimere, include adesea și caracterele tactice decurgând din semnificația fizico-chimică a prefixelor *cis*-, *trans*-, *izo*-, *sindio*- ș.a.m.d.

Mai sînt de menționat în acest cadru și semnificațiile de secvențialitate și stereozomerie simbolizate prin *lllll...*, *dddddd...*, *ldldldld...*, *dlldldldldldldld...* etc. în diferite cazuri de ilustrare a caracterelor de tacticitate, atacticitate etc. Literele *l*, *L* și *d*, *D*, ca și altele care redau inițialele cuvintelor indicînd poziții sau orientări *levo* (stînga), respectiv *dextro* (dreapta), au uzanță tradițională, legată de unele preocupări de stereochemie sau de izomerie optică. Se mai întîlnesc în același sens și inițialele cuvintelor sinonime din engleză (*left*, *right*).

### 2.2.2. Rotația internă [5—7]

Structura, caracteristicile cinetico-morfologice și proprietățile elastomerilor își găsesc corelații riguroase pe baza studiilor privind flexibilitatea macromoleculei și a fenomenului rotației interne, responsabil de aceasta. Teoria statistică a conformațiilor macromoleculare și aproximările implicate de aceasta în interpretarea mecanismului flexibilității, pornind de la rotațiile interne ale subunităților structurale, relevă oportunitatea rolului esențial jucat de natura legăturilor și interacțiunilor la scară atomo-moleculară.

Se știe că legăturile interatomice de tip covalent (homopolar) se caracterizează prin apartenența comună a doi electroni la nivelul cuplurilor de atomi din lanț: astfel, legătura C:H a carbonului tetravalent din lanțul polietilenei



Atomii vecini și electronii periferici din alte structuri microscopice afectează, de regulă, caracterul pur al legăturii covalente. Absența unor electroni din octetul caracteristic carbonului în lanțul polietilenic, ca și în multe alte cazuri, poate fi suplinită cu alții, concordant structurii strict locale, formîndu-se astfel așa-numitele *legături coordinative*. Caracterul semipolar al acestor

legături dintre un atom donor și altul acceptor influențează polaritatea atomilor limitrofi și mecanismul interacțiunilor, în special la nivelul structurilor proprii polimerilor.

Atracția sau repulsia electrostatică dintre ioni de semn contrar, sau respectiv, de același semn, influențează interacțiunea și mobilitatea subențităților care îi conțin, afectând rotația internă a [conformerilor, ca simpli rotameri.

Estimarea contribuțiilor legăturilor covalente și ale interacțiunilor ionice, ca și ale altor tipuri de legături și interacțiuni, fundamentale pentru precizarea caracteristicilor cinetico-structurale ale macromoleculelor, devine criteriu primordial în analiza mecanismului flexibilității. La fel, cunoașterea lungimii diferitelor tipuri de legături și a energiilor de legătură aferente acestora ajută substanțial interpretarea și corelarea unor aspecte de bază pentru explicarea tranzițiilor conformaționale. În tabelul 1 sînt indicate cîteva tipuri de legături și datele corespunzătoare lor.

Tabelul 1

Legătura	$\text{>C-C<}$	$\text{C=C}$	$\text{-C}\equiv\text{C-}$	$\text{-O-C<}$	$\text{>C-N<}$	$\text{>C-S-}$	$\text{>C-Cl}$	$\text{>C-H}$	$\text{-O-H}$
Lungimea medie, Å	1,54	1,34	1,20	1,46	1,46	1,81	1,86	1,10	0,955
Energia de legătură, kcal/mol	80	146,4	199,8	85	66	56,7	78	98,2	110,5

Stabilitatea relativ ridicată a legăturii C—C în configurația tetraedrică este consecința unei energii de legătură de 80 kcal per mol de atomi de carbon. De regulă, legăturile și interacțiunile diferitelor configurații moleculare sau submoleculare, precum și energiile presupuse de mecanismele tranziționale la nivelul izomerilor și rotamerilor sînt susceptibile de cunoaștere veridică, prin date și rezultate teoretice și experimentale unanim recunoscute. Literatură de specialitate ilustrează concret și convingător validitatea celor mai multe din datele și rezultatele uzuale în această privință.

În studiul fenomenului de rotație internă pus la baza explicării flexibilității macromoleculare în termenii mobilității conformaționale, se pornește de la modele moleculare consacrate, cum sînt, de exemplu, molecula etanului, derivaților acestuia etc.

Moleculele de etan, diclorețan, *n*-butan și altele servesc și favorizează, prin configurațiile respective, analiza elementară a proceselor de rotație internă și a consecințelor conformaționale ale acestora. În figura 11 sînt redată în proiecție Newman cîteva conformații remarcabile ale moleculelor de etan și diclorețan. Rotația unei grupe  $\text{CH}_3$  sau respectiv,  $\text{CH}_2\text{Cl}$  față de similarele reclamă variații energetice care pot fi urmărite concludent, în

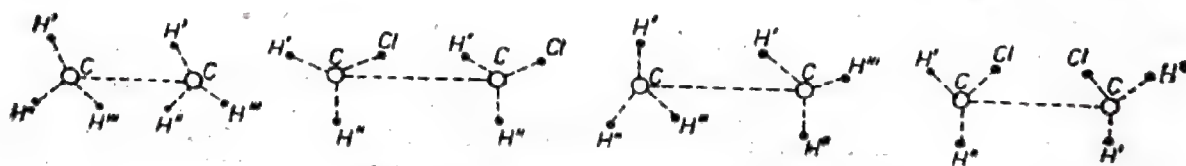


Fig. 11. Rotameri de etan și diclorețan.



funcție de unghiul de rotație  $\varphi$ , înscris corespunzător în abscisa celor două reprezentări grafice *a* și *b* din figura 12.

În conformația eclipsată, atomii de hidrogen identic simbolizați sînt aliniați pe direcții paralele cu axa atomilor de carbon. Din conformația *cis* se ajunge printr-o rotație de  $60^\circ$  a uneia din grupele menționate la o conformație încrucișată. Decalarea atomilor în raport cu conformația *cis* este însoțită de variația energiei potențiale de interacțiune  $E(\varphi)$ . Dacă rotația internă ar fi

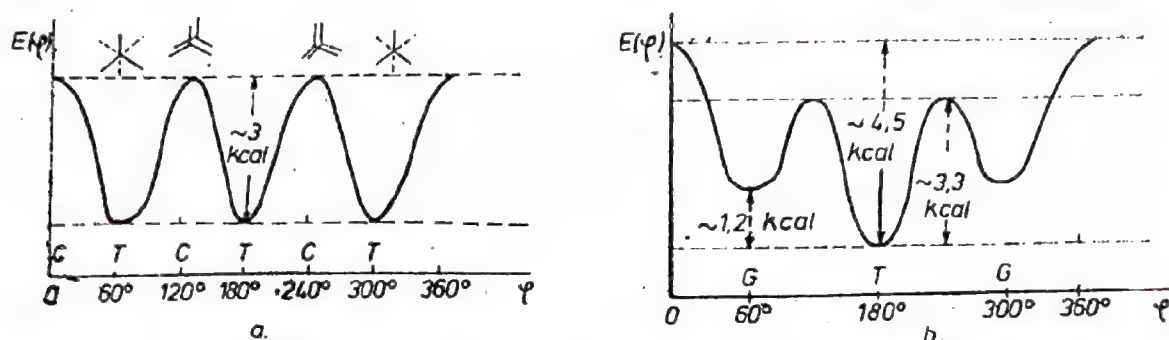


Fig. 12. Variația energiei moleculelor de etan (a) și diclorețan (b) în funcție de unghiul rotației interne.

liberă și nu limitată, sau frînată, datorită interacțiunilor, energia nu ar varia. Pentru  $\varphi = 60^\circ$ , distanțele atomilor identic simbolizați sînt mai mari decît în conformația precedentă ( $\varphi = 0^\circ$ ), interacțiunea repulsivă devine minimă și astfel, în această conformație *trans*, stabilitatea moleculei  $\text{C}_2\text{H}_6$  este maximă. Conformațiile corespunzătoare unghiurilor de  $0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$  sînt de tip *cis* și se caracterizează prin energii de interacțiune egale, dată fiind echivalența atomilor H, H' și H''.

Pentru unghiurile de  $60^\circ, 180^\circ, 300^\circ$  devine caracteristică forma *trans* a moleculei; energia izomerilor *trans*  $E_t$  este minimă, în timp ce energia izomerilor *cis*  $E_c$  are valoarea maximă. Diferența  $E_c - E_t$  constituie bariera de potențial. Înălțimea barierei de rotație, la tranziția de conformație realizată prin trecerea de la izomerul *trans* la izomerul *cis*, echivalează, în cazul etanului, cu circa  $3 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$ . Mulțimea izomerilor de rotație (rotamerilor) posibili este însă evident mult mai mare decît a celor menționați pentru semnificația lor conformațională și energetică.

Configurația moleculei de diclorețan complică gama izomerilor de rotație prin cei doi substituenți. Atomii de clor modifică prin pozițiile lor relative caracterul dependenței  $E(\varphi)$ . Cînd atomii de clor din cele două grupe  $\text{CH}_2\text{Cl}$  sînt aliniați pe direcție paralelă cu axa C—C a moleculei, conformația este de tip *cis* și are energie maximă. Rotația unei grupe în jurul axei C—C cu  $60^\circ$  duce la o formă numită *gauche* (*goș*), intermediară energetic formei anterioare *cis* și formei *trans* obținute, în continuare, după încă o rotație de  $120^\circ$ .

Un conformer *goș* se obține și pentru rotația de  $300^\circ$  (fig. 12, b).

Molecula de *n*-butan are izomeri de rotație de tip *goș* la  $120^\circ$  și  $240^\circ$ , simetrice față de conformerul *trans* ( $180^\circ$ ) în care cele două grupe  $\text{CH}_3$  sînt situate la distanță maximă (fig. 13).

Rotațiile interne se efectuează, în realitate, în condițiile spontane ale mișcării termice microbrowniene, cu frecvențe de ordinul  $10^{10} \text{ s}^{-1}$ , depinzînd de natura și de mărimea subunităților care le efectuează, de factorii sterici și de alți parametri fizici influenți (temperatură, presiune, concentrație, rețiculare etc.).

Înălțimea barierelor de potențial, a barierelor rotaționale se exprimă în concordanță cu factorii determinanți pentru energia cinetică a rotamerilor; fenomenul rotațiilor interne ale atomilor, ale substituenților și în general, ale conformerilor, considerați rotameri în procesul rotamerizării are un pronunțat caracter de neuniformitate la scara lanțului molecular, de regulă, contorsionat sau răsucit, capabil astfel de nenumărate conformații, care îi conferă statistic flexibilitatea caracteristică.

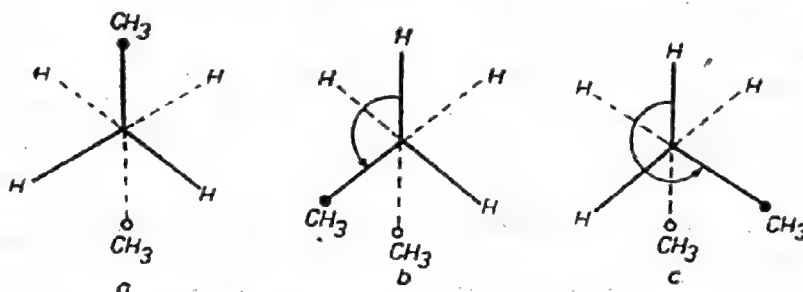


Fig. 13. Izomeri de rotație ai moleculei de *n*-butan.

Rotațiile interne se efectuează în lanțul molecular cu viteze și elongații variabile în timp, atât la nivelul fiecărui rotamer, cât și la scara colectivității statistice a rotamerilor macrolanțului. Caracterul statistic al rotațiilor interne, frinate în condiții sterice și de interacțiune proprii fiecărui conformer, exclude ipoteza rotației libere și fără variație energetică, emisă de Van't Hoff, în termenii stereochemici ai legăturii simple C—C. Natura legăturilor C—O, Si—O, N—O etc., caracterul catenelor secundare scurte, ramificarea, împachetarea sau încâlcirea macrolanțurilor pot fi cauze influente în ansamblul interdependențelor care condiționează flexibilitatea. Considerente teoretice și aproximări particulare, inerente diferitelor microstări sesizabile la nivelul conformerilor, fac ca interpretarea mecanismelor flexibilității macrolanțului să aibă un esențial caracter probabilist-statistic. Estimarea probabilității izomerilor de rotație, în contextul fluctuațiilor, al neuniformităților cinetico-morfologice și dinamice proprii trecerii rapide de la o conformație la alta, are în vedere evoluția conformerilor în sensul unor stări de echilibru. Trecerea de la o conformație la alta presupune învingerea barierei rotaționale cu o anumită energie cinetică aferentă rotamerului. Conformerii cu energii cinetice relativ mici pot executa doar oscilații în jurul pozițiilor proprii de echilibru, fiind caracterizați de energii potențiale minime. În acest caz, rotațiile interne se anihilează.

Rotațiile interne sînt restrînse pînă la anulare și de prezența sau conjugarea în conformeri a legăturilor multiple cu legăturile simple. Prezența legăturilor duble (de tip  $\pi$ ), marcată de existența a două perechi de electroni comuni atomilor de carbon, precum și orientarea legăturilor simple care se conjugă cu primele prin distribuții electronice determinate condiționează rotația internă. Astfel, devine semnificativă în acest sens configurația moleculei de etilenă (fig. 14); o pereche de electroni asigură legătura dublă care,

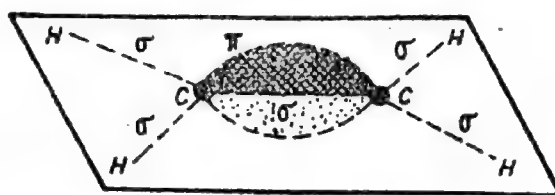


Fig. 14. Configurația legăturilor moleculei de etilenă.



de regulă, împiedică rotația internă, iar cealaltă formează o legătură ordinară  $\sigma$ , orientată sub un unghi de  $120^\circ$  față de similara sa limitrofă. Rotația devine posibilă prin ruperea legăturii duble care reclamă energie mare, la temperaturi superioare celei ambiante. Moleculele derivatelor etilenei și macromoleculele provenind din acestea prezintă un interes aparte sub raportul examinării comode și inteligibile a aspectelor și particularităților de rotație internă, de flexibilitate și comportare înalt elastică proprii elastomerilor.

Rotamerizarea conformerilor este adesea afectată de prezența punților de hidrogen, care intervin cu energii de legătură de circa zece ori mai mici decât energia legăturii covalente. De menționat că legăturile H prezente în grupele OH, COOH, NHCO etc. contribuie atât la modificarea caracterului interacțiunilor într-o microconfigurație, cât și la stabilitatea acesteia, influențând astfel mecanismul rotamerizării.

Interacțiunile de tip Keesom, Debye, London etc., prin caracterul lor polar, deformațional, dispersional etc. au, de regulă, efecte superpozabile, sesizabile în fenomenologia rotațiilor interne. Este interesant de subliniat rolul interacțiunilor Van der Waals, chiar și al celor mai slabe, în stabilizarea configurațiilor macromoleculare capabile de reticulare, spre deosebire de structurile moleculare ordinare. Elastomerii moderat vulcanizați se caracterizează din acest punct de vedere prin interacțiuni de autostabilizare la nivelul unor lanțuri elementare relativ lungi și caracteristice așa-numitei *macroreticulări* (fig. 15, a). Flexibilitatea acestor lanțuri de rețea se opune rigidității lanțurilor scurte dintre nodurile structurii microreticulate, caracteristică, de exemplu, ebonitei (fig. 15, b). În acest caz, interacțiunile reunesc consecințele prezenței moleculelor agentului de vulcanizare între catene.

Starea elastică a polimerilor și elasticitatea înaltă a elastomerilor, spre deosebire de celelalte două stări fizice ale polimerilor amorfi (sticloasă și fluid-viscoasă), comportă caracterizări fizico-structurale care cuprind cu pre-dilecție date și rezultate obținute prin diferitele procedee experimentale ale metodei termo-mecanice. Proprietățile mecanice și în special, cele elastice, rezistența la diverși agenți și dependența de temperatură pot fi explicate cu ajutorul multor particularități de structură microfizică și de mobilitate

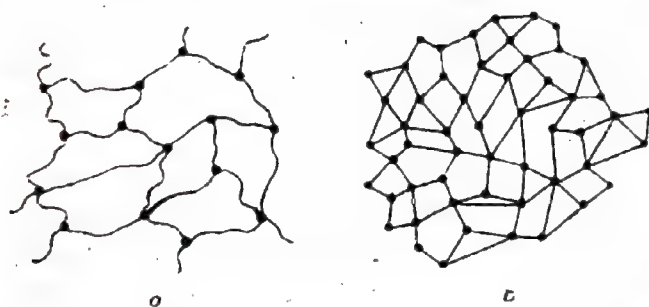


Fig. 15. Modele de reticulare:  
a — cauciuc macroreticular (vulcanizat moderat); b — ebonită microreticulată.

conformațională. Spre deosebire de polimerii plastici, elastomerii devin plastici la temperaturi mai joase; în această situație, macrolanțurile își pierd flexibilitatea. Împărțirea polimerilor în plastici și înalt elastici este arbitrară, dat fiind că variația temperaturii influențează sensibil caracterele lor distinctive la temperatura camerei. În tabelul 2 sînt cuprinși cîțiva compuși macromoleculari capabili de înaltă elasticitate în diferite condiții de structură și temperatură. Compușii însemnați cu (x) se comportă elastomer, la temperaturi superioare celei ambiante, la fel ca polietilena, polipropilena și polistirenul.

Compusul macromolecular	Formula structurală
cis-poliizopren	$(-\text{CH}_2-\text{CCH}_3=\text{CH}-\text{CH}_2-)$
polibutadienă	$(-\text{CH}_2-\text{CH}=\text{CH}-\text{CH}_2-)$
policloropren	$(-\text{CH}_2-\text{CCl}=\text{CH}-\text{CH}_2-)$
copolimer polietilenă + polipropilenă	$(-\text{CH}_2-\text{CH}_2-)+(-\text{CH}_2-\text{CHCH}_3-)$
copolimer polibutadienă + poliacrilonitril	$(-\text{CH}_2-\text{CH}=\text{CH}-\text{CH}_2-)+(-\text{CH}_2-\text{CHCN}-)$
copolimer polibutadienă + polistiren	$(-\text{CH}_2-\text{CH}=\text{CH}-\text{CH}_2-)+(-\text{CH}_2-\text{CHC}_6\text{H}_5-)$
policlorură de vinil (x)	$(-\text{CH}_2-\text{CHCl}-)$
alcool polivinilic (x)	$(-\text{CH}_2-\text{CHOH}-)$
acid poliacrilic (x)	$(-\text{CH}_2-\text{CHCOOH}-)$
polivinilamină (x)	$(-\text{CH}_2-\text{CHNH}_2-)$

### 2.2.3. Asocieri macromoleculare și efecte de volum [6—11]

Configurația entităților structurale, volumul și dispunerea lor reciprocă în sistemele macromoleculare condiționează, alături de flexibilitatea, rigiditatea și ramificarea catenelor principale, modul de asociere, de împachetare și orientare a diferitelor domenii constitutiv-structurale posibile în aceste sisteme. Polimerii de tip cauciuc au structura amorfă caracterizată de macrolanțuri relativ slab asociate, sau împachetate. Afinarea domeniilor din macrolanțuri, mai mult încălcite decât compact împachetate, favorizează atât interacțiunile la mică distanță, cât și interacțiunile unor subentități relativ distanțate și aparținând mai multor catene parțial limitrofe. Interacțiunile intermoleculare (mai adecvat zis, intermacromoleculare) împiedică local rotațiile interne și diminuează astfel flexibilitatea macrolanțurilor dezorganizat asociate. Creșterea barierei de potențial determinată de o asemenea limitare a rotației interne și identificată cu micșorarea flexibilității este de natură mecanică, sau cinetică; cu cât este mai înaltă bariera de potențial, cu atât devine mai lentă rotația internă și deci, trecerea de la o conformație la alta.

În aceste condiții se definește *flexibilitatea cinetică*, având ca măsură înălțimea barierei de potențial  $E_0$ . Se definește, de asemenea, *flexibilitatea termodinamică*, prin diferența energiilor potențiale  $\Delta E = E_2 - E_1$ , ținând seama că un conformer poate trece, ca rezultat al mișcării termice, la echilibru termodinamic, de la o energie  $E_1$  la alta  $E_2$ . Așadar, energia de tranziție  $\Delta E$  dă o măsură a flexibilității lanțului în condiții de echilibru termodinamic. Acțiunea unui câmp mecanic, electric etc., adăugată mișcării termice, determină deformarea conformerilor fără efectuarea unor rotații interne, dacă energia este insuficientă. De fapt, raportul dintre înălțimea barierei  $E_0$  și energia câmpului local de forțe condiționează și viteza tranziției de conformație. Rotația internă se reduce la o rotație de vibrație când energia este mică.

Grupele polare, simetria și frecvența așezării lor în lanț sînt adesea elemente de rigidizare a lanțului care le conține. Substituenții polari CN, OH, NO<sub>2</sub> și alții măresc interacțiunile odată cu frecvența lor în lanț. În policloropren, sau în cauciucul butadien-nitrilic, frecvența redusă a grupelor nitrilice și barierele joase nu diminuează prea mult flexibilitatea. Simetria grupelor polare față de atomii de carbon din catena principală duce la momente de dipol care nu afectează flexibilitatea nici în cazul catenelor cu multe legături duble. Barierele rotaționale în jurul legăturilor C—O, Si—O, C—N etc. sînt relativ joase, explicînd flexibilitatea macrolanțurilor de elastomeri siliconici, de poliuretani ș.a.m.d.



În structurile macromoleculare amorse, cristaline, paracristaline sau mezo-morse coexistă în ponderi variabile diferite formațiuni a căror organizare moleculară intimă devine decisivă pentru definirea stării de fază a polimerului dat. Formarea cristalitelor în condiții de etirare, de temperatură, de solubilizare controlată a polimerilor în solvenți volatili ș.a.m.d. este caracterizată de tendința de orientare în împachetare strinsă a macrolanțurilor, cel puțin în porțiunile, sau segmentele, care prin contactare favorizează interacțiunile intermoleculare și anumite mecanisme cinetice.

Agregatele de lanțuri moleculare, relativ paralel orientate și compactate, se definesc adesea printr-un coeficient de împachetare. În general, agregarea sub formă de pachet a macrolanțurilor este subordonată unor reguli și legități care contribuie la elucidarea și corelarea caracteristicilor geometrice și structural-cinetice ale formațiunilor cristalizabile. Formațiunea cristalină, cristalinitatea, gradul de cristalizare etc. pot constitui și ele, în acest context, noțiuni utile examinării structurii și proprietăților remarcabile ale elastomerilor. Celula elementară, ca entitate de bază în studiul cristalografic al polimerilor cristalini sau cristalizabili, își găsește o reprezentare comodă în cazul polietilenei (fig. 16). Dimensiunile sau axele celulei paralelipipedice de polietilenă, la temperatura de 30°C, sînt:  $a = 7,41 \text{ \AA}$ ,  $b = 4,94 \text{ \AA}$  și  $c = 2,55 \text{ \AA}$ . Axa  $c$  constituie, convențional, distanța cristalografică repetabilă, fiind coincidentă, după Natta și Corradini [8], cu direcția catenei principale.

Analiza roentgenografică furnizează date privind forma și dimensiunile celulelor elementare, caracterul și orientarea formațiunilor cristaline (textura); interpretarea debyegramelor, aspectul difuz, sau apariția de linii net conturate, devin revelatorii, de exemplu, pentru caracterul cristalinității

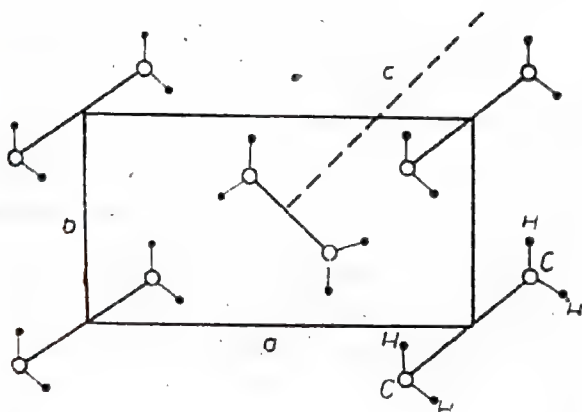


Fig. 16. Structura cristalină a celulei elementare de polietilenă.

unei probe de cauciuc înainte de tensionare mecanică (fig. 17, a) și după tensionare (17, b). Sînt interesante în această privință deosebiriile cinetico-morfologice constatate la cristalizarea cauciucului natural, sau vulcanizat, prin răcire sau prin tensionare mecanică. Prin răcire se produce o cristalizare lentă; la alungiri relative de cîteva sute de procente, cristalizarea este mai rapidă și prezintă o mai bună orientare a lanțurilor. Calculele efectuate în baza datelor de analiză roentgenografică arată că formațiunile cristaline de dimensiuni între  $10^2$  și  $10^3 \text{ \AA}$  cuprind doar porțiuni de lanț, în timp ce alte părți ale lanțurilor rămîn în componența domeniilor amorse învecinate; cum lungimea macrolanțului de cauciuc natural se estimează la  $2 \cdot 10^4 \text{ \AA}$ , rezultă că în compunerea cristalitelor intră segmente relativ mici.

Cristalitele, sferulitele radiale (fig. 18) și unele formațiuni supermoleculare din structurile polimere susceptibile de stări înalt elastice (polipropilena izotactică, de exemplu) pot avea uneori dimensiuni de ordinul milimetrilor.

În organizarea structurilor macromoleculare intervine uneori tipic macrolanțul pliat, sau cutat (fig. 19). Lungimea lanțului pliat asigură formațiunilor monocristaline dimensiuni ce pot atinge  $10\ \mu\text{m}$ ; plierea lanțurilor are loc pe direcția grosimii acestor formațiuni, care este de ordinul  $10^2\ \text{\AA}$ .

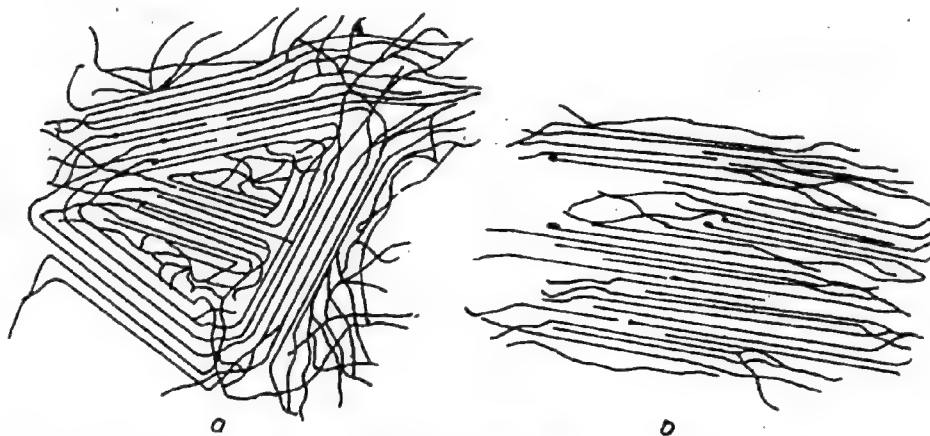


Fig. 17. Cristalitele înainte și după tensionarea mecanică a unei probe de cauciuc parțial cristalizat.

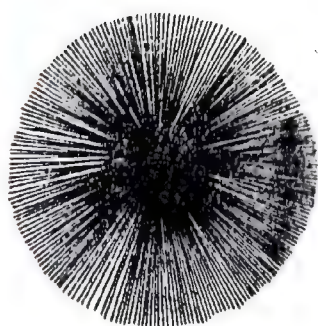


Fig. 18. Sferulită radială.

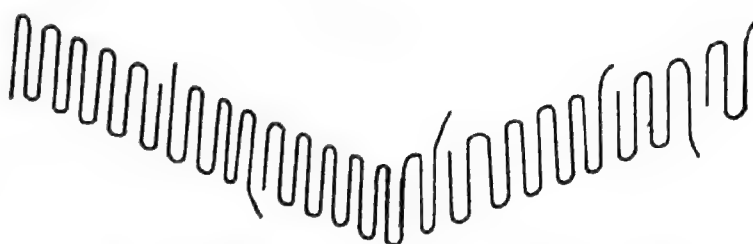
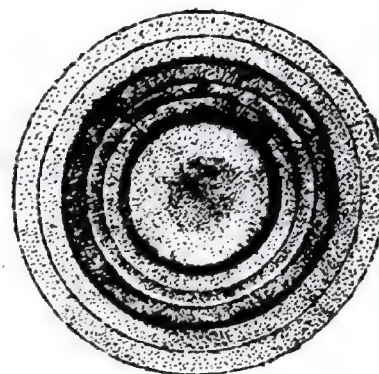


Fig. 19. Plierea macrolanțurilor în monocristal.

Fig. 20. Imagine tipică de difracție X a unui polimer izotrop.



Importante informații calitative și cantitative se pot obține examinând caracterul inelelor de difracție ilustrând specific policristalinitatea unor structuri (fig. 20). Textura, efectele ei anizotropice, proporția fazelor coexistente, dimensiunile și interstițiile diferitelor formațiuni, defectele de structură



interesează distinct, sau corelat în estimarea valorilor afectate modulului de elasticitate, indicelui de structurare, temperaturii de înmuiere etc.

Particularitățile de ordine pozițională și orientațională presupuse de agregarea macrolanțurilor avansează principiul conservării conformațiilor de minimă energie internă, odată cu postulatul împachetării lanțurilor, la distanțe echivalente cu razele Van der Waals ale atomilor învecinați prin compactare.

Reticularea prin agenți chimici sau prin iradiere generează punți de legătură chiar și între cristalite, stimulând efecte de memorie, fibrilare inter-cristalină etc. Formațiuni microcristaline orientate se obțin și prin reacția de polimerizare topotactică a unui latex. Prezența domeniilor paracristaline, de ordine intermediară, afectează și ea proprietățile fizico-mecanice, prin natura agregării macromoleculare. Spațierea domeniilor amorfe, cristaline și paracristaline într-o structură eterogenă creează concomitent cu apariția unor defecte de structură, a unor distorsiuni, sau perturbări structurale, așa-numitul *volum liber* și unele efecte de volum.

Spațiul gol dintre atomi, molecule, macromolecule favorizează rotațiile interne și flexibilitatea, dar indică totodată și o insuficientă împachetare. În calculul coeficientului de împachetare

$$C_i = \frac{V_p}{V_r} = \frac{N_A \sum_i \Delta V_i}{M/\rho} \quad (1)$$

definit ca raport al volumului propriu  $V_p$  al atomilor și grupelor de atomi dintr-o moleculă, și al volumului real  $V_r$  al aceleiași molecule, intră date privind masa molară  $M$ , densitatea  $\rho$  și incrementele  $\Delta V_i$  ale volumelor atomilor și grupelor constituind molecula considerată. Se observă că volumul propriu  $V_p$  pentru un mol este dat de produsul dintre  $N_A$  (numărul lui Avogadro) și volumul propriu  $\sum \Delta V_i$  al moleculei. Calculul incrementului de volum

$\Delta V_i$  cere date adecvate geometriei și interacțiunilor specifice moleculei de bază. Construcția oricărui model atomo-molecular necesar acestui calcul ia inițial în considerare legătura chimică a doi atomi și se dezvoltă treptat pînă la configurația corespunzătoare incrementului  $\Delta V_i$  (indicele  $i$  ordonează constituenții). Modelul geometric al configurației de atomi sferici întrepătrunși

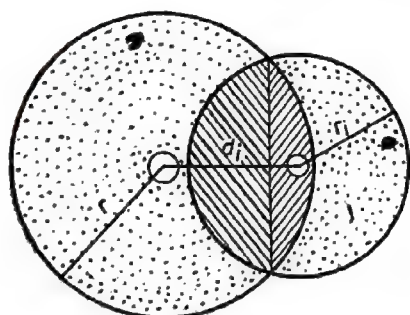


Fig. 21. Delimitarea incrementului de volum al unui atom.

(fig. 21) permite, prin datele implicate, să se calculeze în funcție de raza Van der Waals  $r$  a unui atom, precum și de aceea notată prin  $r_i$  a atomilor legați chimic de el, incrementul de volum considerat. Observînd că distanța  $d_i < r + r_i$ , se admite că lungimea  $d_i$  este mai mică decît suma razelor sferelor de interacțiune a celor doi atomi. Astfel, mărimea incrementului de volum

al atomului de rază  $r$  este dată de diferența dintre volumul sferic al acestui atom și volumul segmentelor sferice determinate de intersectarea sferelor celor doi atomi legați chimic:

$$\Delta V_i = \frac{4}{3} \pi r^3 - \sum_i \frac{1}{3} \pi h_i^2 (3r - h_i). \quad (2)$$

Înălțimea  $h_i$  a segmentului sferic se calculează după relația [10]:

$$h_i = r - \frac{r^2 + d_i^2 - r_i^2}{2d_i}. \quad (3)$$

Legarea celui de-al doilea atom la configurația precedentă se face considerînd-o pe aceasta din urmă ca un atom de rază adecvată. Construirea modelului este dificilă în cazul unor molecule de bază complexe, calculele fiind laborioase; sînt cunoscute razele sferelor de interacțiune  $r$  și distanțele  $d_i$  astfel încît calculul volumelor proprii al celor mai frecvent întîlnite unități monomere se poate efectua concordant formulelor (2) și (3). Iată cîteva din aceste valori: raza atomului de carbon  $r_C = 1,80 \text{ \AA}$ , a hidrogenului  $r_H = 1,17 \text{ \AA}$ , a oxigenului  $r_O = 1,36 \text{ \AA}$ ,  $r_N = 1,57 \text{ \AA}$ ,  $r_{Cl} = 1,78 \text{ \AA}$ ,  $r_F = 1,50 \text{ \AA}$ ,  $r_{Si} = 2,1 \text{ \AA}$ , ...; distanțele dintre atomi fiind  $d_{C-C} = 1,54 \text{ \AA}$  în cazul nucleului aromatic,  $d_{C-C} = 1,48 \text{ \AA}$  în lanț alifatic,  $d_{C-H} = 1,08 \text{ \AA}$ ,  $d_{C-O} = 1,50 \text{ \AA}$ ,  $d_{C-Cl} = 1,77 \text{ \AA}$ ,  $d_{Si-C} = 1,88 \text{ \AA}$ ,  $d_{C=O} = 1,28 \text{ \AA}$ ,  $d_{C=N} = 1,16 \text{ \AA}$ ,  $d_{Si-O} = 1,64 \text{ \AA}$ , ...

Valorile  $\Delta V_i$  ale unor grupe atomice remarcabile pentru configurația moleculelor de bază din polimeri sînt calculate și redată în tabele [10]. Pentru polimerii cu densitatea  $1,050\text{--}1,375 \text{ g/cm}^3$  și cu masa molară a moleculei de bază cuprinsă între 44 și 474, volumele proprii sînt de ordinul a cîteva zeci sau sute de  $\text{cm}^3/\text{mol}$ . Coeficientul de împachetare are astfel o valoare medie de 0,681, fiind redat de panta dreptei construite pentru a ilustra dependența densității polimerilor amorfi de valorile corespunzătoare ale raportului dintre masa molară  $M_0$  a moleculei de bază și volumul propriu al acesteia (fig. 22). Polaritatea entităților structurale, ca și configurația lor influențează densitatea și coeficientul de împachetare.

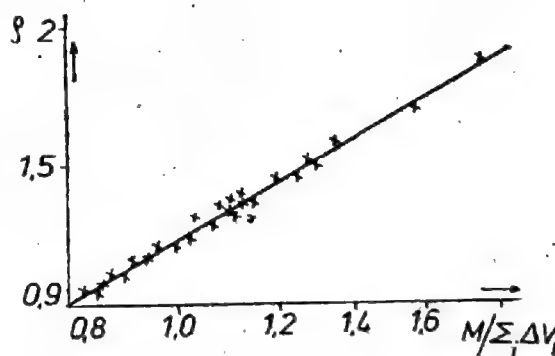


Fig. 22. Dependenta densității polimerilor de volumul propriu al unității repetabile.

Asimetria de vibrație a diferitelor particule din structurile cristaline generează așa-numitul *volum de vibrație*, care apare ca volum liber continuu al particulelor. Acest volum descrește cu temperatura.

Uneori, este necesar să se ia în considerație împachetarea la zero absolut și volumul liber corespunzător  $V_0$ . Boyer și Simha [11] au calculat



indicele de expansiune a volumului neocupat,  $(V_v - V_0)/V_v$ , în cazul unor polimeri în stare sticloasă, găsind valori de la 0,12 la 0,23;  $V_v$  este volumul liber la temperatura de vitrifiere  $T_v$ .

Volumul liber  $V_L$  mai este exprimat și ca diferență între volumul  $V_T$  la o temperatură oarecare și volumul unui mol calculat cu date de difracție X, ținând seama de interacțiunile de tip Van der Waals ( $V_W$ ), încît

$$V_L = V_T - V_W. \quad (4)$$

Se definește, de asemenea, *volumul de expansiune*  $V_E = V_T - V_0$ , care apare ca o consecință a mișcării termice, fiind diferit de volumul fluctuant  $V_F$ .

Mișcarea de vibrație a entităților structurale în limitele deplasării centrului masic conduce la considerarea *volumului fluctuant*

$$V_F = N_A \cdot V_G \quad (5)$$

exprimabil în  $\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ .  $N_A$  reprezintă numărul moleculelor per mol, iar  $V_G$  constituie volumul deplasărilor fluctuante ale centrului de masă al unei molecule.

Și acest volum — ca și celelalte menționate mai înainte — se include în *volumul liber*, identificat cu spațiul neocupat de atomi și molecule în diferite configurații sau agregate moleculare.

Poliizobutilena, de exemplu, are caracteristic următoarele date:  $V_E = 0,125$ ,  $V_F = 0,0017$ ,  $V_0 = 0,320 \text{ cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ .

Volumul de expansiune nu joacă totuși un rol precumpănitor în cazul elastomerilor amorfi. În general, volumul liber, ca și efectele de volum pot juca un anumit rol în studiul corelării caracteristicilor structurale cu proprietățile fizico-mecanice ale elastomerilor.

### Capitolul III

## MECANICA STATISTICĂ A MACROMOLECULELOR. CONCEPTE ȘI LEGITĂȚI DE BAZĂ

### 3.1. Elemente de statistică conformațională [12—17]

Prin numărul imens de atomi și molecule, macromolecula constituie un colectiv statistic cu complexe interconexiuni structurale și cinetico-morfologice. Izolarea ipotetică a macromoleculei individuale, considerarea ei ca macrolanț capabil de nenumărate conformații și ignorarea frecventă a unor aspecte de interdependență la nivelul sistemelor macroscopice de fază condensată constituie modalități de abordare specifice inițierii studiilor privind structura și comportarea fizică a compuşilor macromoleculari.

În baza unor asemenea modalități de abordare, asociate adecvat cu elemente de mecanică statistică și de teoria probabilităților, se elucidează din aproape în aproape o gamă diversă de mecanisme, esențiale în tratarea și interpretarea riguroasă a interconexiunilor de conformație și tranziție conformațională.

Macromolecula, compusul macromolecular, polimolecularitatea, gradul de polimerizare și multe alte reprezentări, concepte sau noțiuni definitorii se caracterizează prin elementele și atributele probabilist-statistice concurente în descrierea și definirea lor. Adiția, distribuția și tranziția conformațională sînt subordonate unor reguli și legități probabilist-statistice de participare și manifestare a entităților structurale într-o configurație.

Existența mișcării termice micro- și macrobrowniene, fluctuațiile generate de cîmpuri externe și varietatea rotamerilor sînt elemente componente, concomitente ale flexibilității macrolanțului. În realitate, macrolanțul prezintă o flexibilitate limitată, avînd în mișcarea sa de ansamblu și unele restricții locale, care imprimă anumitor secvențe de conformeri o mobilitate rotațională redusă. Frînarea rotațiilor interne conferă macrolanțului rigiditate mecanică, făcîndu-l mai puțin flexibil și reducîndu-i astfel capacitatea de tranziție conformațională. Macromolecula este considerată în acești termeni ca un sistem statistic cooperativ unidimensional, caracterul cooperativ decurgînd atît din legăturile conformerilor, cît și din reunirea lor în secvențe, care apar ca primordiale pentru explicarea rigidității mecanice.

În mecanica statistică, sau în statistica conformațională a macromoleculei, se folosește curent noțiunea de segment statistic, sau de segment Kuhn. Se admite *segmentul statistic* ca un segment de lanț, apt să dea o măsură a distanței de corelare a orientării unităților la distanță mică sau mare; cu cît este lanțul mai rigid, cu atît mai departe se resimte limitarea unghiului de rotație permis într-o orientare posibilă. În cadrul așa-numitului *model de persistență*, conceput pentru a caracteriza lanțul semirigid, se definește *lungimea de persistență*  $l_p = S_s/2$ , adică jumătatea lungimii  $S_s$  a segmentului statistic.

Alegerea arbitrară a lungimii segmentului de lanț adecvat flexibilității acestuia echivalează cu considerarea unor secvențe dintr-un număr mai mare sau mai mic de unități, după cum macrolanțul este mai rigid, sau mai flexibil;



pentru edificare, se poate considera un macrolanț dintr-o mie de unități repetabile, care apare rigid când este împărțit în 50 de segmente de câte aproximativ 20 de unități, putând fi apreciat ca flexibil în aceleași condiții, dacă este divizat în 100 de segmente de câte 10 unități fiecare. Evident că modelul segmentului statistic comportă o diversificare mai largă a valorilor ilustrând cantitatea și lungimea sa în același lanț. Segmentul statistic, deși nu constituie o entitate

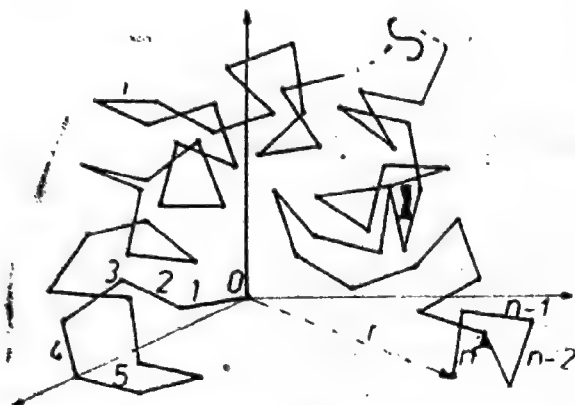


Fig. 23. Modelul macrolanțului cu articulații libere.

structurală reală, joacă, alături de distanța extremităților macrolanțului, pe care dealtfel, o și condiționează, un rol important. Mediarea mecanostatistică a unor asemenea mărimi devine deosebit de utilă.

**3.1.1. Modelul macrolanțului cu articulații libere** constituie o primă aproximare a macromoleculei, alcătuită din molecule capabile să se miște una față de alta, după toate orientările posibile. Se admite că subentitățile lanțului (molecule de bază, unități repetabile, segmente), deși legate una de alta, pot executa mișcări în toate direcțiile din spațiu, fără a se întrepătrunde. Articulațiile sau joncțiunile dintre subentitățile lanțului ipotetic permit nenumărate conformații și numeroase valori ale distanței  $r$  dintre extremitățile sale. Modelul simplificat, constituit din  $n$  verigi, sau segmente de lanț identice, de lungime  $l$  fiecare, este idealizat și prin lipsirea subentităților de masă, volum sau alte dimensiuni, în afara lungimii. Cu toate imperfecțiunile sale, acest model segmental (fig. 23) facilitează găsirea unei modalități de exprimare a distanței  $r$ , ca prim parametru în descrierea macromoleculei liniare. Se numerează segmentele în ordine de la 1 pînă la  $n$  și se consideră aleatorie orientarea lor ca vectori:  $\vec{l}_1, \vec{l}_2, \dots, \vec{l}_n$ ; [14].

Problema „mersului la întâmplare” și a distanței parcurse după  $n$  pași (*random walk*), tratată original de A. Einstein, devine astfel o problemă cu soluție simplă, în cazul lanțului segmental statistic (*random chain*): vectorul  $\vec{r}$  care leagă capetele lanțului este dat de suma celor  $n$  vectori  $\vec{l}_1, \vec{l}_2, \dots, \vec{l}_{n-1}, \vec{l}_n$ .

În statistica conformațională, elaborată de Meyer, Guth, Mark, Kuhn și alții, se arată că probabilitatea ca extremitățile lanțului să se afle la o distanță  $r = L$  (lungimea maximă, sau lungimea de contur) este extrem de mică; la fel este și probabilitatea coincidenței capetelor lanțului ( $r = 0$ ). Avînd în vedere cazurile similare și alte considerente se optează, de regulă, pentru calculele distanței pătratice medii  $\langle r^2 \rangle$  [15].

Stabilirea unei expresii pentru  $r$ , corespunzătoare celei mai probabile conformații de lanț, comportă câteva considerente auxiliare.

Astfel, proiecția  $l_x$  a vectorului de lungime  $l$  pe axa  $Ox$  (fig. 24), când orientările oricărui vector din lanț sînt echiprobabile, are valoarea medie

$$l_x = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi (l \cos \theta) \sin \theta \cdot d\theta = 0, \quad (6)$$

iar valoarea pătratică medie

$$\langle l_x^2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi (l^2 \cos^2 \theta) \sin \theta \cdot d\theta = \frac{l^2}{3}. \quad (7)$$

Proiectînd pe  $Ox$  segmentele succesive din lanț se admite că

$$\langle l_x^2 \rangle^{1/2} = l/\sqrt{3}. \quad (8)$$

Se observă (fig. 25) că  $n_+$  proiecții au sensul axei, iar  $n_-$  sînt de sens contrar axei de referință  $Ox$  și astfel, conform condițiilor schemei convenabile, se poate exprima proiecția

$$r_x = (n_+ - n_-) \cdot l/\sqrt{3} = q \frac{2l}{\sqrt{3}}, \quad (9)$$

unde

$$q = \frac{n_+ - n_-}{2}. \quad (10)$$

Fig. 25. Macrolanțul statistic și proiecția lui pe o axă.

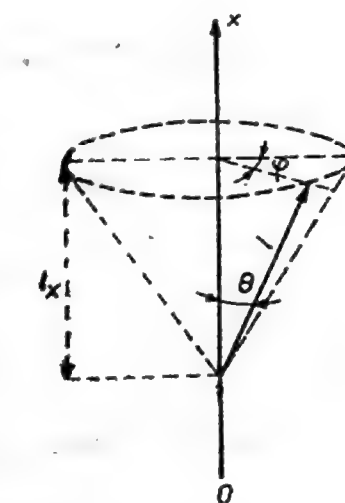
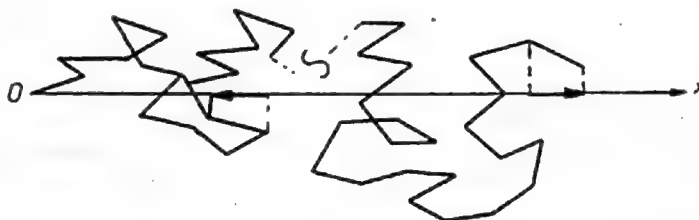


Fig. 24. Proiecția unui segment de lanț pe o axă.

Probabilitatea  $W(n_+, n_-)$  a proiecției  $r_x$  se calculează știind că probabilitatea oricărui pas de proiecție pozitivă sau negativă este  $1/2$ ; cum  $n_+ + n_- = n$  și

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{n_+ + n_-} = \left(\frac{1}{2}\right)^n, \quad (11)$$

numărul modurilor de succesiune a segmentelor în lanț este

$$\frac{n!}{n_+!(n - n_+)!} = \frac{n!}{n_+!n_-!}, \quad (12)$$

iar probabilitatea corespunzătoare devine

$$W(n_+, n_-) = \left(\frac{1}{2}\right)^n \frac{n!}{n_+!n_-!}. \quad (13)$$



Dacă se admite că  $n \gg q$  pentru un lanț nu prea întins, atunci, observînd din (10) că  $n_+ - n_- = 2q$ , se poate scrie probabilitatea

$$W(n, q) = \left(\frac{1}{2}\right)^n \frac{n!}{\left(\frac{n}{2} + q\right)! \left(\frac{n}{2} - q\right)!}. \quad (14)$$

Aplicînd formula de aproximare Stirling

$$\ln n! = n \ln n - n + \frac{1}{2} \ln 2\pi n, \quad (15)$$

se obține

$$\begin{aligned} \ln W(n, q) = & n \ln n - n \ln 2 - n_+ \ln n_+ - n_- \ln n_- + \\ & + \frac{1}{2} (\ln n - \ln n_+ - \ln n_- - \ln 2\pi). \end{aligned} \quad (16)$$

Substituind  $\ln n_+$  și  $\ln n_-$  cu  $\ln n_{\pm}$  se poate scrie:

$$\ln \frac{n}{2} \left(1 \pm \frac{2q}{n}\right) = \ln n - \ln 2 \pm \frac{2q}{n} - \frac{2q^2}{n^2}, \quad (17)$$

astfel încît:

$$\ln W(n, q) = -\frac{2q^2}{n} - \frac{1}{2} \ln n + \frac{1}{2} \ln 2 - \frac{1}{2} \ln n, \quad (18)$$

de unde rezultă:

$$W(n, q) = \left(\frac{2}{\pi n}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{2q^2}{n}\right). \quad (19)$$

Probabilitatea (19) este valabilă numai pentru valori  $q$  multipli de  $1/2$ . Pentru lanțuri lungi, se poate găsi o funcție de distribuție încît pentru  $W(n, q) \cdot dq$ , parametrul  $q$  să aibă valori cuprinse între  $q$  și  $q+dq$ :

$$W(n, q) dq = \left(\frac{2}{\pi n}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{2q^2}{n}\right) dq. \quad (20)$$

Prin schimbarea de variabilă

$$q = \frac{\sqrt{3}}{2l} r_x \quad (21)$$

se obține funcția de distribuție:

$$W(n, r_x) dr_x = \left(\frac{3}{2\pi nl^2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{3r_x^2}{2nl^2}\right) dr_x. \quad (22)$$

Echiprobabilitatea orientărilor spațiale ale segmentelor de lanț face ca proiecțiile vectorului  $\vec{r}$  pe axele de coordonate  $x$ ,  $y$  și  $z$  să fie independente și

astfel funcția de distribuție spațială să ia forma:

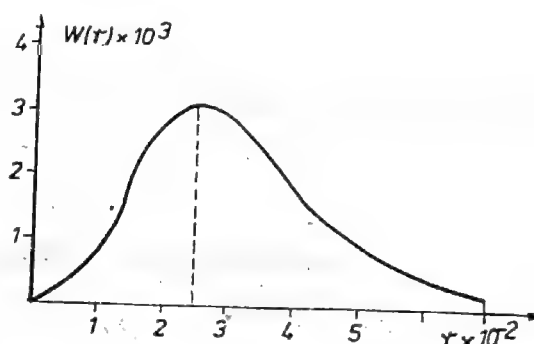
$$W(n, r_x, r_y, r_z) dr_x dr_y dr_z = W(n, r_x) W(n, r_y) W(n, r_z) dr_x dr_y dr_z =$$

$$= \left( \frac{3}{2\pi nl^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{3r^2}{2nl^2} \right) dr_x dr_y dr_z. \quad (23)$$

Trecînd de la coordonatele carteziene la coordonatele sferice și integrînd se obține funcția de distribuție gaussiană:

$$W(n, r) dr = \left( \frac{3}{2\pi nl^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{3r^2}{2nl^2} \right) 4\pi r^2 dr. \quad (24)$$

Fig. 26. Curba funcției de distribuție a razei  $r$  a unui lanț cu articulații libere.



Curba funcției gaussiene (fig. 26) trece printr-un maxim care indică distanța cea mai probabilă a capetelor lanțului din  $n$  segmente de lungime  $l$  fiecare:

$$r_{pr}^2 = \frac{2}{3} nl^2. \quad (25)$$

Valoarea medie a distanței  $r$  este calculabilă prin:

$$\bar{r} = \int_0^{\infty} r W(n, r) dr = \sqrt{\frac{8 nl^2}{3\pi}}. \quad (26)$$

Distanța pătratică medie a capetelor lanțului cu articulații complet libere se deduce din relația:

$$\langle r^2 \rangle = \int_0^{\infty} r^2 W(n, r) dr = nl^2. \quad (27)$$

Se remarcă astfel că parametrul  $r^2$  este de  $n$  ori mai mare în conformația de lanț întins ( $L^2 = n^2 l^2$ ,  $L$  fiind lungimea de contur) decât în conformația de ghem statistic ( $r^2 = nl^2$ ).

Cazul  $r > nl$ , rezultat din (24), este lipsit de sens fizic, iar valorile extreme ale parametrului  $r \sim n^{1/2}$  sînt mai puțin probabile.

K u h n, G r ü n și alții au ameliorat modelul atribuindu-i un număr finit de segmente.



De reținut că funcția de distribuție a distanțelor  $r$  este analogă funcției de distribuție maxwelliană a vitezei moleculelor unui gaz

$$W(r) = A r^2 \exp(-b^2 r^2) \quad (28)$$

unde  $r$  substituie viteza  $v$  a moleculelor,  $A$  normalizează probabilitatea, iar  $b^2 = 3/2 n l^2 = 1/r_{gr}^2$ .

Din analiza funcțiilor de distribuție rezultă și semnificația parametrului  $n/n^{0.5}$  ca măsură a extensibilității lanțului cu articulații libere. Un lanț cu  $n = 100$  unități egale ca lungime are extensibilitatea potențială  $L/r = 10$ ; pentru  $n = 10^4$ ,  $L/r = 10^2$ . Extensibilitatea apare așadar ca o flexibilitate adecvată modelului de lanț segmental, capabil de nenumărate forme sau microstări exprimabile prin  $\Omega$  în contextul postulatului lui Planck:

$$S = k \ln \Omega, \quad (29)$$

valabil pentru a ilustra ponderea dezordinii mulțimii formelor posibile prin intermediul entropiei  $S$ , proporțională cu logaritmul natural al numărului de stări conformaționale sau de complexioni.

### 3.2. Macrolanțul real. Modele, parametri caracteristici, aproximări

Spre deosebire de lanțul segmental ideal, macrolanțul real este constituit din subentități care au masă, volum, formă proprie și interacționează cu reștricii în ansamblul macromoleculi capabile de treceri de la o conformație la alta.

*Modelul lui Eyring* (fig. 27) constituie o primă aproximație în realizarea apropierii lanțului segmental ideal de lanțul real. Acest model introduce o restricție la extensibilitatea potențială prin invarianța unghiului de valență  $\theta$ . Segmentul, sau unitatea structurală redată de el, execută mișcări dependente de mișcările segmentelor care îl cuprind. Considerând fixă una din extremitățile segmentului  $\vec{l}_i$ , se observă, pentru  $\theta = \text{const.}$ , că extremitatea  $C_{i+1}$  poate descrie cercul de rază  $OC_{i+1}$ . Mișcarea acestui segment pe conul rezultat

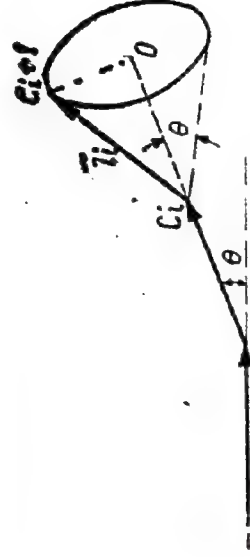


Fig. 27. Modelul lui Eyring.

din construcția modelului Eyring se identifică cu rotația internă liberă. Unitățile unui lanț alifatic pot efectua rotații susceptibile de o asemenea analogie.

**3.2.1. Macrolanțul din rotameri liberi** își găsește un corespondent cvasireal prin adoptarea lanțului alifatic al polimetilenei  $\text{CH}_3\text{-(CH}_2\text{)}_n\text{CH}_3$  cu  $n$  unități repetabile  $\text{CH}_2$ , de lungime  $|\vec{l}|$  fiecare.

Avînd în vedere semnificația vectorială a dispunerii unităților în lanț și a distanței dintre extremitățile acestuia se scrie:

$$\vec{r} = \sum_{i=1}^n \vec{l}_i \quad (30)$$

Dată fiind importanța imediată a parametrului  $r^2$  pentru estimarea extensibilității și a flexibilității mecanice se consideră

$$r^2 = \vec{r} \cdot \vec{r} = \sum_{i=1}^n \vec{l}_i \cdot \vec{l}_i \quad (31)$$

(suma după  $i$  și  $j$  se face de la 1 la  $n$ ).

Valoarea pătratică medie include mediile produselor scalare  $\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle$ , considerate pe toate conformațiile posibile ale lanțului condiționat de succesiunea sub unghi constant a legăturilor:

$$\langle r^2 \rangle = \sum_i l_i^2 + 2 \sum_{0 < i < j \leq n} \langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle \quad (32)$$

Condiția  $i < j$  impusă sumei duble după  $i$  și  $j$  duce la eliminarea termenilor echivalenți  $\vec{l}_i \cdot \vec{l}_j$  și  $\vec{l}_j \cdot \vec{l}_i$  [17].

Calcularea expeditivă a parametrului  $r^2$  se face cu ajutorul tabloului din produse scalare  $\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle$ , dispuse și corelate adecvat scopului urmărit:

$$r^2 = \begin{vmatrix} \langle \vec{l}_1 \cdot \vec{l}_1 \rangle & \langle \vec{l}_1 \cdot \vec{l}_2 \rangle & \dots & \langle \vec{l}_1 \cdot \vec{l}_n \rangle \\ \langle \vec{l}_2 \cdot \vec{l}_1 \rangle & \langle \vec{l}_2 \cdot \vec{l}_2 \rangle & \dots & \langle \vec{l}_2 \cdot \vec{l}_n \rangle \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \langle \vec{l}_n \cdot \vec{l}_1 \rangle & \langle \vec{l}_n \cdot \vec{l}_2 \rangle & \dots & \langle \vec{l}_n \cdot \vec{l}_n \rangle \end{vmatrix} \quad (33)$$

Se observă că suma produselor scalare de pe diagonală tabloului este chiar primul termen din membrul doi al relației (32). Se remarcă, de asemenea, echivalența produselor scalare dispuse simetric față de diagonală: fiecare din cele două părți triunghiulare separate de diagonală conține produse scalare totalizînd  $\Sigma \langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle$ . Suma elementelor diagonalei  $\Sigma \langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_i \rangle = nl^2$  (cînd  $l_i = l_j = l$ ) și a elementelor cuprinse simetric de o parte și de alta a aceleiași diagonale comportă relația convențională:

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 + 2 \begin{vmatrix} \langle \vec{l}_1 \cdot \vec{l}_2 \rangle & \dots & \langle \vec{l}_1 \cdot \vec{l}_n \rangle \\ \langle \vec{l}_2 \cdot \vec{l}_3 \rangle & \dots & \langle \vec{l}_2 \cdot \vec{l}_n \rangle \\ \dots & \dots & \dots \\ \langle \vec{l}_n \cdot \vec{l}_1 \rangle & \dots & \dots \end{vmatrix} \quad (34)$$



Expresia analitică a mărimii  $\langle r^2 \rangle$  se obține având în vedere la mediere și ordinea atomilor de carbon  $C_i$  din catena principală. Din figura 27 rezultă că

$$\langle \vec{l}_i \rangle = \langle \vec{C}_i \vec{C}_{i+1} \rangle = \langle \vec{C}_i \vec{O} \rangle + \langle \vec{O} \vec{C}_{i+1} \rangle, \quad (35)$$

iar

$$\langle \vec{C}_i \vec{O} \rangle = \langle \vec{l}_{i-1} \rangle \cos \theta \quad (36)$$

și că se poate scrie

$$\langle \vec{l}_i \rangle = \langle \vec{l}_{i-1} \rangle \cos \theta + \langle \vec{O} \vec{C}_{i+1} \rangle \quad (37)$$

Întrucât scalarul cu  $\vec{l}_j$  vectorii din relația (37) se obține:

$$\vec{l}_i \cdot \vec{l}_j = \vec{l}_j \vec{l}_{i-1} \cos \theta + \vec{l}_j \vec{O} \vec{C}_{i+1} \quad (38)$$

din care dispăre ultimul termen, având valoarea medie nulă, ca urmare a echiprobabilității pozițiilor atomului  $C_{i+1}$  pe cercul de bază al conului de valență; se stabilește că:

$$\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle = \langle \vec{l}_j \cdot \vec{l}_{i-1} \rangle \cos \theta. \quad (39)$$

Rezultatul anterior se extinde prin recurență produsului scalar

$$\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_{i+k} \rangle = l^2 \cos^k \theta. \quad (40)$$

Substituind corespunzător în (34) ca urmare a relației (40) se poate scrie

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 + 2l^2 \left[ \begin{array}{c} \cos \theta \\ \dots \dots \dots \cos^{n-1} \theta \\ \dots \dots \dots \cos \theta \end{array} \right] \quad (41)$$

Această formă dă, după efectuarea calculelor presupuse de însumarea elementelor din semitablou și gruparea convenabilă a rezultatelor parțiale, formula

$$\langle r^2 \rangle = l^2 \left[ \frac{n(1 + \cos \theta)}{(1 - \cos \theta)} - \frac{2 \cos \theta (1 - \cos^n \theta)}{(1 - \cos \theta)^2} \right] \quad (42)$$

Formula (42) dă expresia distanței pătratice medii a macrolanțului constituit din  $n$  rotameri liberi. Pentru  $n > 10^2$ , ultima formulă devine și mai adecvată modelului lui Eyring:

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}. \quad (43)$$

Factorul  $\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}$  din formula lui Eyring (43) reprezintă valoarea raportului dintre parametrii  $r^2$  corespunzători lanțului cu rotații libere și respectiv, cu

articulații libere. În cazul lanțului polimetilenic cu legături  $C_i - C_{i+1}$  care fac unghiul  $\theta = 70^\circ 32'$ ,  $\cos \theta = 1/3$  și

$$\langle r^2 \rangle = 2 nl^2 \quad (44)$$

se constată că invarianța unghiului de valență duce la creșterea distanței  $\langle r^2 \rangle$  de două ori față de corespunzătoarea aceluiași lanț, dar presupus din unități articulate liber.

Cercetările efectuate de Wall, Benoit și alții confirmă și dezvoltă rezultatele obținute pe baza modelului lui Eyring, permițând asimilarea procesului rotațiilor interne cu un proces de tip Markov. Astfel, în exprimarea funcției de distribuție a distanței  $r$  se identifică probabilitatea unei tranziții cu probabilitatea efectuării unei rotații interne libere; se poate scrie

$$W(n, r) dr = \left( \frac{3}{2\pi} \frac{r^2}{r_p^2} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{3r^2}{2r_p^2} \right) 4\pi r^2 dr, \quad (45)$$

observînd că

$$r_{pr}^2 = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}. \quad (46)$$

**3.2.2. Distanța  $r_{ij}$  dintre două unități oarecare** constituie un parametru care prezintă interes în exprimarea riguroasă a parametrului fundamental  $r$ . În același lanț polimetilenic pot fi considerați doi atomi  $C_i$  și  $C_j$ ; distanța lor este chiar lungimea vectorului  $r_{ij}$  și se exprimă prin relația:

$$r_{ij}^2 = \sum_{i'=i+1}^j l_{i'}^2 + 2 \sum_{i < i' < j} \vec{l}_{i'} \cdot \vec{l}_{j'}. \quad (47)$$

Probabilitatea ca un segment  $j$  să se afle în intervalul  $dr_{ij}$ , situat la distanța  $r_{ij}$  de segmentul  $i$ , se exprimă prin  $W_{ij}(r_{ij})dr_{ij}$ . Dacă  $x, y$  și  $z$  sînt componentele vectorului  $r$ , atunci  $dr$  poate fi considerat volumul elementar  $dx dy dz$ . Funcția  $W_{ij}$  se poate astfel adapta unei perechi de atomi, sau de substituenți, fiind de tip gaussian ca și funcția  $W(n, r)$ . Cînd  $|j - i|$  ia valori mai mici decît valorile corespunzătoare unui număr de 20—50 legături succesive, funcția de distribuție intersegmentală  $W_{ij}$  își pierde caracterul gaussian [17]. Lanțurile scurte nu pot face obiectul acestei analize distributive.

**3.2.3. Raza de rotație a macromoleculei** este un alt parametru important pentru descrierea și explicarea mișcării macrobrowniene. Segmentele de lanț au mișcări și în raport cu centrul masic  $C_m$  al macromoleculei. Figura 28 ajută interpretarea acestei caracteristici geometrice semnificative a moleculei polimere, definită prin relația

$$s^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n s_i^2, \quad (48)$$

unde vectorii  $\vec{s}_1, \vec{s}_i$  și  $\vec{r}_i$ , care leagă respectiv, prima unitate a lanțului de  $C_m$ , ca și altă unitate  $i$ , precum și unitățile 1 și  $i$  se află în relația evidentă (în ipoteza că  $m_1 = m_2 = \dots = m_n \equiv m$ ),

$$\vec{s}_i = \vec{r}_i + \vec{s}_1. \quad (49)$$



Dar, conform definiției centrului de masă, se poate scrie că:

$$\sum_i m_i s_i = 0 \text{ sau } \vec{s}_1 = -\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{r}_i, \quad (50)$$

știind relația

$$\sum_{i=1}^n \vec{s}_i = 0. \quad (51)$$

Se deduce astfel relația:

$$s_1^2 = \frac{1}{n^2} \sum_i \sum_j \vec{r}_i \cdot \vec{r}_j \quad (52)$$

care, cu precedentele, prin calcule imediate, dau

Fig. 28. Elemente conjugate în definiția razei de rotație.

$$\begin{aligned} s^2 &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{s}_i \cdot \vec{s}_i = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\vec{r}_i + \vec{s}_1) \cdot (\vec{r}_i + \vec{s}_1) = \\ &= \frac{1}{n} \sum_i r_i^2 + s_1^2 + \frac{2}{n} s_1 \sum_i r_i = \frac{1}{n} \sum_i r_i^2 - s_1^2 = \\ &= \frac{1}{n} \sum_i r_i^2 - \frac{1}{n^2} \sum_i \sum_j \vec{r}_i \cdot \vec{r}_j. \end{aligned} \quad (53)$$

Produsul scalar  $\vec{r}_i \cdot \vec{r}_j$  ia forma

$$\vec{r}_i \cdot \vec{r}_j = \frac{r_i^2 + r_j^2 - r_{ij}^2}{2} \quad (54)$$

încît:

$$s^2 = \frac{1}{2n^2} \sum_i \sum_j r_{ij}^2 = \frac{1}{n^2} \sum_{j=1}^n \sum_{i<j} r_{ij}^2. \quad (55)$$

Medierea statistică pe mulțimea conformațiilor duce la:

$$\langle s^2 \rangle = \frac{1}{n^2} \sum_{j=1}^n \sum_{i<j} \langle r_{ij}^2 \rangle. \quad (56)$$

Admițînd exprimarea mărimii  $\langle r_{ij}^2 \rangle$  în termenii relației  $\langle r^2 \rangle = nl^2$  și scriind deci:

$$\langle s^2 \rangle = \frac{1}{n^2} \sum_{j=1}^n \sum_{i<j} (j-i) l^2 \quad (57)$$

se obține, după efectuarea sumelor:

$$\langle s^2 \rangle = \frac{nl^2}{6} = \frac{\langle r^2 \rangle}{6}. \quad (58)$$

Aceasta este una din căile stabilirii unei relații între doi parametri de bază pentru descrierea macromoleculii. Se arată astfel că raza de girație (sau, de inerție) a macrolanțului segmental este de circa 2,5 ori mai mică decât distanța  $r$ .

În acest context, prezintă interes și legea de distribuție a segmentelor lanțului față de  $C_m$ . I s i h a r a , D e b y e și B u e c h e [18, 19] au elucidat caracterul distribuției considerînd densitatea  $\rho_s$  a segmentelor aflate la distanța  $d$  față de  $C_m$ :

$$\rho_s = A \exp(-B^2 d^2). \quad (59)$$

$A$  și  $B$  au valori care depind de  $s$ ,  $r$  și  $n$ , conform relației (58). Distribuția este cvasigaussiană:

$$\rho_s = n \left( \frac{9}{\pi \langle r^2 \rangle} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{9 d^2}{\langle r^2 \rangle} \right) \quad (60)$$

satisfăcînd concordanța necesară dintre model și lanțul real.

Atît  $r$ , cît și  $s$  intervin în definirea densității și distribuției segmentelor. Raza de girație devine astfel o măsură a domeniului de evoluție conformațională a macromoleculii.

**3.2.4. Momentele de distribuție** se adaugă parametrilor anterior menționați în diferite corelații, contribuind la aprofundarea cunoașterii macromoleculii reale. Parametrul  $\langle r^2 \rangle$ , spre deosebire de  $r$ , caracterizează mai bine mobilitatea conformațională a macromoleculii, constituind prin aceasta un moment de distribuție. El este un moment de distribuție de ordinul doi, ca și  $\langle s^2 \rangle$ , dat fiind că ajută elucidarea mecanismelor de corelare a direcțiilor vectorilor consecutivi din produsele scalare  $\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle$ .

Considerarea variabilei  $r$  la puterea a patra, a șasea etc. și deci, introducerea unor momente de distribuție de ordin superior mărimii  $\langle r^2 \rangle$  vizează obținerea de informație suplimentară în legătură cu starea și comportarea macromoleculii reale. Aproximările de ordin superior ameliorează astfel rigoarea și calitatea interpretării științifice. Absența perturbărilor cauzate de acțiuni externe sau de efecte hidrodinamice se notează, în particular, prin  $r_0^2$ ,  $s_0^2$ ,  $r_0^4$  etc.

**3.2.5. Raportul caracteristic** intervine uneori în descrierea stării macromoleculii, conjugîndu-se cu momentele de distribuție printr-o relație de definiție de forma:  $R_c = \langle r^2 \rangle_0 / n l^2$ . Acest raport este egal cu unitatea pentru toate valorile  $n$  ale lanțului segmental cu articulații libere și neperturbat.  $R_c$  depinde însă de  $n$  cînd se includ în calcule momente de ordin mai mare, devenind, de exemplu:

$$R_c^{(2)} = \frac{\langle r^4 \rangle_0}{n^2 l^4}. \quad (61)$$

Cu ajutorul parametrilor cunoscuți se pot corela caractere de structură și de interacțiune intramoleculară, interatomică sau intersegmentală. Astfel, se poate exprima raza de girație neperturbată în funcție de numărul legăturilor  $n$  sau de numărul  $n+1$  al atomilor unei carbocatene. Considerînd relația  $\langle r_{ij}^2 \rangle_0 = (j-i)l^2 = u \cdot l^2$ , valabilă cînd se ține seama de interacția atomilor  $j$  și  $i$ , distanțați în lanț, se poate scrie adecvat datelor cazului examinat [17] că:

$$\langle s^2 \rangle_0 = \frac{l^2}{(n+1)^2} \sum_{0 \leq i < j \leq n} (j-i) = \frac{l^2}{(n+1)^2} \sum_{j=1}^n \sum_{u=1}^j u = \frac{l^2}{(n+1)^2} \sum_{j=1}^n \frac{j(j+1)}{2}. \quad (62)$$



După efectuarea sumelor corespunzătoare și efectuarea calculelor privind raza de girație, conform celor arătate anterior, se obține:

$$\frac{\langle s^2 \rangle_0}{nl^2} = \frac{1}{6} \frac{n+2}{n+1}. \quad (63)$$

Acest raport caracteristic depinde totuși de  $n$ , spre deosebire de  $R_e$ ; el satisface relația lui Debye [20]:

$$\langle s^2 \rangle_0 = \frac{\langle r^2 \rangle_0}{6} \quad (64)$$

avînd forma (58), dar pentru  $n \rightarrow \infty$ .

Influența reciprocă a atomilor  $j$  și  $i$  din lanțul real se estimează în funcție de  $\bar{r}_{ij}$ , care, la rîndul său, depinde de  $u = j - i$ . Pentru  $u$  de valori mari, sînt mari și distanțele interatomice, iar acțiunea interatomică descrește. Mărimea  $r_{ij}$  devine astfel, după K u h n [21], segmentul statistic revelator pentru rigiditatea mecanică a macrolanțului real, caracterizat, de regulă, prin  $R_e \neq 1$ .

În aceste condiții, se ajunge la substituirea lanțului ideal cu lanțul echivalent din  $n'$  legături, de lungime  $l' < l$  fiecare.

Condiția de substituire impune relațiile

$$n'l' = L \quad (65)$$

și

$$n'l'^2 = \langle r^2 \rangle_0. \quad (66)$$

În acești termeni, lungimea de contur a lanțului polimetilenic este:

$$L = 0,83 \ n \cdot l, \quad (67)$$

iar

$$\langle r^2 \rangle_0 = 6,7 \ nl^2. \quad (68)$$

Se deduce astfel că  $n/n' \simeq 10$ ; segmentul echivalent are circa 10 legături de lanț cu articulații libere.

În unele cazuri, modelul lanțului echivalent este caracterizat de un segment de lungime  $b = (\langle r^2 \rangle_0/n)^{1/2}$ . Modelul de lanț echivalent are și el carențe care îl fac relativ perfectibil.

**3.3. Alte caracteristici și aproximări ale lanțului real** decurg din acceptarea istorică a unor simplificări sau ipoteze de lucru care s-au dovedit nefaste pentru o tratare corectă a relațiilor și aspectelor privind microfizica structurilor macromoleculare. Rafinarea modelului statistic, dublat de caracterele unui model matematic bazat pe date experimentale și rezultate teoretice certe, reunește eforturi și contribuții concrete în elucidarea numeroaselor mecanisme proprii macromoleculei reale. Dacă în modelul lui Eyring [22], datînd încă din 1932, rotația internă este considerată complet liberă, în modelele ulterioare acestuia (perfecționate succesiv de S a d r o n [23], B e n o î t [24], T o b o l s k y [25], V o l k e n s t e i n [26], F l o r y [27] și alții), restricțiile, conforme realității, apropie sensibil cunoașterea fenomenului rotațiilor interne de comportarea autentică a macrolanțului.

**3.3.1. Modelul rotamerului frinat steric** este introdus pentru a elimina unele discordanțe dintre teorie și experiența concretă.

În realitate, interacțiunile moleculelor de bază sau ale substituenților poartă amprenta așa-numitelor *împiedicări sterice*, influente la nivelul unghiurilor de rotație internă virtuală.

Rotația internă este relativ frânată ca urmare a modului de dispunere reciprocă și de interacțiune a subunităților care compun unitățile repetitive. Analiza unei asemenea rotații în termenii geometrici ai figurii 29 rezidă, de fapt, în urmărirea evoluției unui atom  $C_i$  dintr-o secvență carbocatenară de trei legături.

Poziția atomului  $C_i$ , definită dependent de pozițiile reciproce ale atomilor  $C_{i-1}$ ,  $C_{i-2}$  și  $C_{i-3}$ , este ocupată de acesta cu o anumită probabilitate; legătura  $C_{i-1}-C_i$  nu este coplanară cu celelalte două. Limitarea mișcării atomului  $C_i$  pe cercul de bază al conului de valență reduce lungimea arcului descris și impune doi parametri semnificativi:

$$\langle \cos \varphi \rangle = \gamma \text{ și } \langle \sin \varphi \rangle = \varepsilon \quad (69)$$

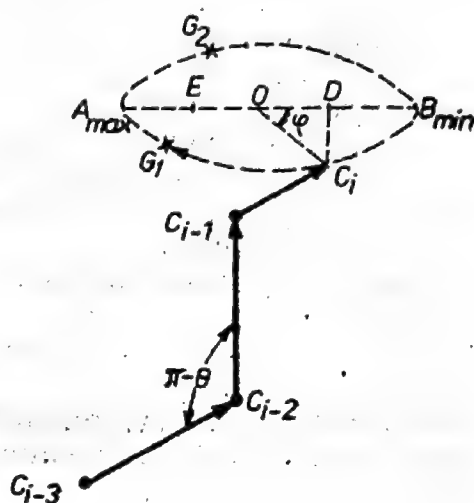


Fig. 29. Restricțiile rotamerizării.

care exprimă frînarea rotației în concordanță cu microconformațiile și cu interacțiunile substituenților. Așa se explică aparențele de poziții favorizate ale unor atomi sau substituenți în procesele elementare de rotamerizare.

Sînt bine cunoscute formele *trans* și *gauche* care decurg din cele trei poziții remarcabile ale atomului  $C_i$  pe cerc, în cazul carbocatenelor polimere. Dacă  $C_i$  se află în  $B$ , cînd  $\varphi = 0$  sau  $360^\circ$ , secvența celor 4 atomi de carbon are forma *trans*; în poziția  $G_1$ , corespunzătoare unghiului  $\varphi = 120^\circ$ , secvența este caracterizată de o altă energie de interacție conformațională și anume, aceea proprie formei *gauche-1*. În poziția  $A$ , deci cînd  $\varphi = 180^\circ$ , atomul  $C_i$  se află la distanță minimă de atomul  $C_{i-3}$  și secvența dată are forma *cis*, caracterizată de o interacțiune mai puternică a atomilor extremi și de o mai mică stabilitate conformațională. În poziția  $G_2$ , caracterizată de  $\varphi = 240^\circ$ , energia de interacțiune, proprie conformației *gauche-2*, este egală cu aceea a formei simetrice  $G_1$ , cu condiția ca interacțiunile atomilor secvenței să nu fie influențate de dispunerea diferită a substituenților din afara acestei secvențe.

Estimarea energiei de interacție proprie unei microconformații de rotamer, sau de secvență de lanț, este, de regulă, afectată de particularitățile sterice ambiante, de flexibilitatea macrolanțului și de eventuala sa ramificare. Dispunerea și frecvența substituenților în lanț influențează rotamerizarea. Unghiul  $\varphi$  poate avea valori diferite de la un rotamer la altul, dar apropiate de o anumită valoare medie. Efectele sterice locale și mulțimea rotamerilor dintr-un lanț dau caracter statistic parametrilor  $\gamma$  și  $\varepsilon$ , care intervin în exprimarea cantitativă a restricțiilor de rotamerizare.

Probabilitatea unei valori a unghiului  $\varphi$ , caracteristică pentru un proces de rotamerizare a unui macrolanț în totalitatea sa, depinde și de alți factori influenți, cum sînt temperatura, tensiunile mecanice, prezența și natura unor ingrediente etc.

Constatînd că în cazul rotației libere,

$$\gamma = 0 \quad (70)$$



și că

$$\varepsilon = 0$$

(71)

dacă unghiurile  $\varphi$  accesibile sînt simetrice față de  $\varphi = \pi$ , ca în cazul pozițiilor  $G_1$  și  $G_2$ , se observă că acești doi parametri au valori diferite de zero, pentru valori oarecare ale unghiului  $\varphi$ .

În asemenea circumstanțe, analiza statistică conformațională a lanțurilor cu rotamerizare restrictivă reliefează două tipuri de probleme, după cum împiedicarea sterică este sau nu simetrică în raport cu poziția atomului  $C_i$ , corespunzătoare formei *trans* a secvenței considerate.

În cazul lanțului poliizoprenic caracterizat de împiedicări sterice favorabile uneia sau alteia din conformațiile *cis* sau *trans*, se pot face anumite constatări care privesc particularitățile fizico-structurale ale cauciucului natural și respectiv, gutta-perchei.

Astfel, *cis*-poliizoprenul sau cauciucul natural poate fi descris primordial de [28]:

$$\langle r^2 \rangle_{cis}^{1/2} = 2,01 n^{1/2} \text{ \AA}, \quad (72)$$

pe cînd gutta-percha, reprezentată de lanțuri cu același grad de polimerizare  $n$  și cu unități repetabile identice ca lungime și orientare reciprocă cu ale conformației *cis*, are caracteristic

$$\langle r^2 \rangle_{trans}^{1/2} = 2,90 n^{1/2} \text{ \AA}. \quad (73)$$

Se impune ca atare constatarea că pentru o lungime dată a lanțului, cu  $l$  și  $\theta$  constante, distanța dintre extremități  $r$  este mai mare pentru forma *trans* decît pentru forma *cis*. Așa se explică, după Wall [28], marea extensibilitate a cauciucului față de aceea a gutta-perchei, admitînd că au același  $\langle n \rangle$ . Trebuie să considerăm însă că diferența de extensibilitate potențială a acestor doi polimeri decurge din faptul că gutta-percha la temperatura camerei cristalizează mai repede decît cauciucul amorf.

Interacțiunile atractive sau repulsive ale atomilor sau grupelor atomice vecine fac ca anumite poziții sau/și rotații interne ale lor să fie mai mult sau mai puțin probabile, după cum barierele de potențial aferente sînt mai joase sau mai înalte. Barierele energetice de ordinul  $5 kT$ , care limitează rotația internă a grupelor metilice [29] într-o secvență  $\text{CH}_3\text{—CH}_2\text{—CH}_3\text{—...}$ , duc totodată la anumite probabilități pentru unele poziții privilegiate în procesul rotamerizării, diferențiind probabilitățile și pozițiile corespunzătoare într-o manieră care face nesatisfăcătoare simpla tratare statistică a macrolanțului cu rotameri liberi. Prezența atomilor de hidrogen în asemenea secvențe și apariția în consecință a unor interacțiuni repulsive perturbatoare complică interpretarea mecanismului de rotamerizare frînată, în condițiile unor bariere de potențial de peste 3 kcal/mol. Atomii H ajung, în unele poziții ale substituenților, să se afle la distanțe mai mici decît distanța corespunzătoare razei Van der Waals de interacțiune normală. Eliminarea din lanț a unor atomi H, prin includerea anumitor substituenți care introduc legături duble sau triple, face ca rotația internă în jurul legăturilor simple să devină mai liberă. Așadar, prin substituirea unor atomi H, descrește perturbația repulsivă a acestora și scade, ca atare, înălțimea barierei energetice [30].

Prezența legăturilor duble în macrolanțul de cauciuc natural contribuie, în acest consens, la creșterea libertății de rotație internă în jurul legăturilor simple.

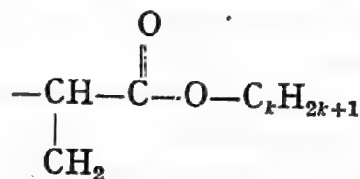
Lungimea statistică a lanțului depinde, prin urmare, de prezența legăturilor duble sau triple care afectează rotația legăturilor simple în sensul creșterii

probabilității relative a unor poziții ale acestora, în procesul rotamerizării. Așa, de exemplu, un lanț alifatic constituit din mai multe entități de formă *trans* decât cele de formă *cis*, mai scurte, are distanța medie  $r$  mai mare decât același lanț, cu formă *cis* predominantă în șirul entităților.

Interacțiunile de schimb ale radicalilor, ca și influențele specifice ale *para*- și *orto*-izomerilor din lanț afectează local procesul rotamerizării și odată cu aceasta, valoarea parametrului  $r$ . Unghiurile de valență și legăturile sînt deformate ca urmare a tensionării lanțului în care perturbările rotației interne se manifestă din cauzele menționate. Particularitățile de regularitate care decurg din succesiunea cap—coadă a entităților structurale, ca și cele de stereoregularitate sau tacticitate generate de alternarea așezării radicalilor față de planul lanțului întins se adaugă și ele cauzelor echivalente cu împiedicările sterice în efectuarea rotațiilor interne.

Rotațiile interne sînt afectate de caracterul diizotactic, disindiotactic sau X—izo—Y—sindiotactic al succesiunii și alternanței în lanț, proprii rotamerilor care conțin substituenți X și Y. Radicalii laterali de tip X, Y etc. influențează prin prezența și natura lor, atît ordinea în apropiere cît și ordinea la distanță a lanțurilor flexibile. Regularitatea și stereoregularitatea conformerilor în lanț pot constitui elemente favorabile cristalizării polimerilor în anumite condiții; chiar și structurile neordonate pot cristaliza dacă entitățile macrolanțurilor conțin grupe OH caracterizate de raze Van der Waals apropiate de raza atomului H. Asemenea constatări și altele duc la concluzia că rotațiile interne puternic frîmate apropie lanțul de o conformație relativ stabilă, mai propice în comparație cu celelalte, proprii cristalinității polimerului.

Din acest punct de vedere, exemplul polimerilor acrilici



devine semnificativ; astfel, polimerii care au  $k \leq 3$  cristalizează în mod obligatoriu, în timp ce pentru  $4 \leq k \leq 10$ , cristalizarea este practic imposibilă, independent de condiții. Polibutilacrilatul ( $k=4$ ) constituie un elastomer tipic pentru acești polimeri.

În cazul  $k > 10$ , ramificarea lanțurilor, și nu tacticitatea lor, este responsabilă de tendința de cristalizare a polimerilor respectivi. Radicalii parafinici din asemenea lanțuri împiedică rotația internă și înlesnesc o anumită reticulare și cristalinitate, în pofida unei inconsistente împachetări.

Trebuie avut permanent în vedere conceptul de împiedicare sterică în evoluția conformerilor ca rotameri, sau izomeri de rotație, mai ales prin semnificația sa energetică decât cea geometrică. Viața unui izomer de rotație, ca formă simplă de manifestare a unui conformer, interesează prin parametrii de stabilitate și libertate impuși, nu atît de considerente sterice cît de interacții de schimb. Într-un lanț real, izomerii adiacenți și opuși, de tip *gauche* de exemplu, nu sînt obligatoriu echivalenți din punct de vedere energetic și o asemenea observație poate fi pusă pe seama diferenței interacției lor de schimb.

Considerarea celor mai importante particularități fizico-structurale și bilanțuri energetice implicate în rotația internă relativ frînată a unui conformer presupune de regulă, introducerea unei funcții de potențial  $U(\varphi)$ , aptă să descrie variația energiei potențiale de interacție cu unghiul  $\varphi$ . În general, formu-



larea matematică a problemei de rezolvat în estimarea probabilității relative a unghiului  $\varphi$  de rotație internă, corespunzător uneia sau alteia din pozițiile limită ale rotamerului restricționat, include caracteristic dependența probabilității  $W(\varphi)$  de un factor boltzmannian sub forma:

$$W(\varphi) d\varphi = \text{const.} \exp [-U(\varphi)/kT] \cdot d\varphi. \quad (74)$$

Se admite, pentru simplificare, că funcția  $U(\varphi)$  este simetrică în raport cu planul figurii 29, trecînd printr-un minim în  $B$  unde  $\varphi = 0$  și avînd o valoare maximă în punctul  $A$ , cealaltă extremitate a diametrului cercului de bază al conului de valență.

Proiecția poziției atomului  $C_i$  pe diametrul  $AB$  fiind  $D$ , se observă că distanța  $OD$  poate constitui, în raport cu  $OB$ , o măsură plauzibilă a deplasării față de centrul  $O$  al extremității legăturii  $C_i - C_{i-1}$ . Dacă, în loc să se urmărească mișcarea atomului  $C_i$  pe cerc în sensul indicat, se ia în considerație doar deplasarea proiecției acestuia pe diametrul  $AB$ , se reduce problema rotației interne a legăturii  $C_i - C_{i-1}$  la o problemă de mișcare oscilatorie a proiecției atomului  $C_i$  pe diametrul  $AB$ . În cazul rotației interne complet libere, oscilația proiecției  $D$  va fi de amplitudine  $OA = OB$ . Restricțiile reduc mai mult sau mai puțin elongația oscilației punctului  $D$  pe diametrul  $AB$ .

La un moment dat, într-un caz particular arbitrar, se poate considera că mișcarea de rotație internă frînată se efectuează pe un arc de cerc ale cărui capete au ca proiecții pe diametrul  $AB$ , punctele  $D$  și  $E$ . Între aceste puncte se efectuează oscilația, de o parte și de alta a centrului  $O$ . Segmentele  $OD$  sau  $OE$  pot fi diferite ca lungime într-o oscilație care ilustrează o rotație internă împiedicată oarecare. Evident că mișcarea examinată astfel este afectată de mișcările similare ale rotamerilor din secvența dată, ca și a celorlalți din lanțul cu  $n$  rotameri. Așadar, mișcarea atomului  $C_i$  este extrem de complicată în conjunctura sistemului de  $n$  rotameri legați și frînați în condiții de interacții specifice ordinii la mică distanță, sau chiar interinfluenței lor la distanțe relativ mari, cînd macrolanțul este lung și foarte flexibil. Într-o asemenea conjunctură a rotamerizării, aproximația oscilației limitate a proiecției  $D$ , substituită rotației interne frînate a atomului  $C_i$ , nu falsifică realitatea și nu diminuează importanța modelului adoptat.

Este indicat să se accepte că oscilația între  $D$  și  $E$ , sau rotația frînată de unghi  $\varphi$ , sînt condiționate la un moment dat de coexistența și de interacțiunile entităților întregului lanț, influențat la rîndul său de lanțurile imediat vecine în sistemul polimer-dat.

Metodele fizicii statistice permit, în acest context, să se determine probabilitatea  $W(\varphi) d\varphi$  ca legătura  $C_{i-1} - C_i$  să se găsească la un moment dat pe conul de valență, în intervalul de la  $\varphi$  la  $\varphi + d\varphi$ ; în accepțiunea modelului atomului oscilant, se pune problema estimării probabilității  $W(x) dx$  ca la un moment dat, punctul  $D$  să se afle pe diametrul  $AB$  la o distanță de  $O$ , într-un interval  $x$ ,  $x+dx$ .

În cazul rotației interne libere, poziția medie a proiecției  $D$  s-ar afla în centrul  $O$ , pe cînd în absența acesteia, ar fi preferată o poziție medie apropiată de  $B$ , convenabilă chiar prin forma *trans* a secvenței. Se știe că atomul de carbon stă mai mult în această poziție decît în altele, deoarece prin ea se realizează conformația *trans* a secvenței considerate, căreia îi corespunde o energie potențială de interacțiune minimă și de maximă stabilitate conformațională.

Revenind la unul din parametrii menționați ca importanți în estimarea probabilității  $W(\varphi)$  se constată că

$$\frac{OD}{OB} = \gamma \quad (75)$$

reprezintă prin mărimea  $OD$  o măsură a abaterii de la starea complet dezordonată a macrolanțului subordonat funcției potențiale  $U(\varphi)$ .

Din figura 30 se deduce simplu că

$$\frac{OD}{OB} = \cos \varphi. \quad (76)$$

Ținând seama de unele precizări anterioare se poate scrie:

$$\frac{\langle OD \rangle}{OB} = \langle \cos \varphi \rangle = \gamma. \quad (77)$$

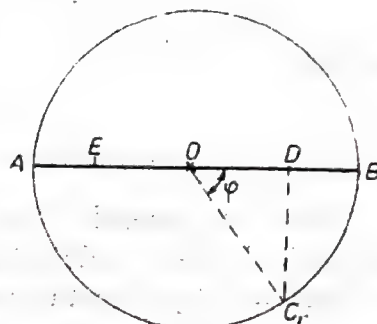


Fig. 30. Definirea parametrului  $\gamma$  prin elementele bazei conului de valență.

Mărimea  $\gamma$  se calculează cunoscând legătura dintre  $U(\varphi)$  (care se identifică în circumstanțele relatate cu așa-numita *energie de activare*  $E_a$ ) și unghiul  $\varphi$ :

$$E_a = E_a(\varphi). \quad (78)$$

Cunoscând forma funcției  $E_a(\varphi)$  și rezolvînd integrala

$$\int_{-\pi}^{+\pi} W(\varphi) \cos \varphi d\varphi = \langle \cos \varphi \rangle = \gamma, \quad (79)$$

se ajunge la o expresie adecvată cazului examinat, pentru  $\langle r^2 \rangle$ .

### 3.3.2. Lanț cu împiedicare simetrică a rotamerilor

Bresler și Frenkel [31], imaginînd modelul de lanț cu rotameri asimilabili unor oscilatori de torsiune, au considerat că din cauza unor restricții puternice, aceștia oscilează cu amplitudine mică în jurul minimului de energie potențială. În aceste condiții, restricțiile antagoniste ale oscilațiilor de torsiune intervin cu o probabilitate de simetrizare a pozițiilor extreme mai mare decît în cazul unor amplitudini mari de oscilație. Calculul distanței pătratice medii dintre extremitățile lanțului  $\langle r^2 \rangle$  se face, pentru un asemenea model, pornind de la relația de recurență:

$$\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_{i+k} \rangle = \langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_{i+k-1} \rangle (1 - \gamma) \cos \theta + \langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_{i+k-2} \rangle \gamma, \quad (80)$$

care conduce la relația intermediară:

$$\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_{i+k} \rangle = l^2 \frac{\cos \theta - q_2}{q_1 - q_2} q_1^k - l^2 \frac{\cos \theta - q_1}{q_1 - q_2} q_2^k. \quad (81)$$

Mărimile  $q_1$  și  $q_2$  sînt rădăcinile ecuației de gradul doi:

$$q^2 - [(1 - \gamma) \cos \theta] q - \gamma = 0. \quad (82)$$



Efectuarea sumei  $\langle r^2 \rangle = \sum_{i,j} \langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle$  duce la o relație de forma:

$$\langle r^2 \rangle = l^2 \left( \frac{\cos \theta - q_2}{q_1 - q_2} Q_1 - \frac{\cos \theta - q_1}{q_1 - q_2} Q_2 \right), \quad (83)$$

unde

$$Q_i = \frac{n(1 - q_i^2) - 2q_i + 2q_i^{n+1}}{(1 - q_i)^2} \quad (i = 1, 2) \quad (84)$$

Formula generală (83), transcrisă prin înlocuirea mărimii  $Q_i$  cu expresia sa din (84), este valabilă pentru orice număr de entități  $n$  și pentru orice valoare a parametrului restrictiv  $\gamma$ .

Iată câteva cazuri particulare pentru  $n$  și  $\gamma$ .

a)  $n > 50$ ,  $\gamma$  oarecare:

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 \left( \frac{\cos \theta - q_2}{q_1 - q_2} \times \frac{1 + q_1}{1 - q_1} - \frac{\cos \theta - q_1}{q_1 - q_2} \times \frac{1 + q_2}{1 - q_2} \right); \quad (85)$$

b)  $n$  foarte mare,  $\gamma < 0,8$ :

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \cdot \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma}; \quad (86)$$

c)  $n$  foarte mare,  $\gamma$  foarte aproape de 1:

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{2} \left[ 1 - \frac{n(1 - \gamma)(1 - \cos \theta)}{6} \right]; \quad (87)$$

d)  $n$  foarte mare,  $\gamma = 1$ :  $\langle r^2 \rangle = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{2}$ ;

$$n \text{ par: } \langle r^2 \rangle = nl^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}; \quad (88)$$

$$n \text{ impar: } \langle r^2 \rangle = nl^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + l^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (89)$$

Formula (86), cunoscută sub numele de *formula lui Taylor*, exprimă prin intermediul parametrului  $\gamma$  dependența de temperatură a distanței pătratic medii  $\langle r^2 \rangle$ , caracteristică lanțului cu rotameri frânați. Cum  $\gamma = \langle \cos \varphi \rangle$  depinde de temperatură, se deduce imediat că distanța dintre capetele lanțului cu rotameri frânați este afectată și ea de această dependență. La temperaturi destul de mari,  $\gamma \rightarrow 0$  și astfel, formula lui Taylor se restrânge la semnificațiile modelului și relației stabilite pentru acesta de Eyring. Probabilitatea  $W(\varphi)$  tinde să își mențină ponderea când  $T \rightarrow \infty$ , deoarece pentru  $\gamma = 0$ , toate pozițiile legăturii-rotamer pe conul de valență devin echiprobabile.

Probabilitatea  $W(\varphi) \rightarrow 0$ , cu excepția stării corespunzătoare poziției de minimă energie potențială (când  $W \rightarrow \infty$ ), dacă  $T \rightarrow 0$ . În aceste condiții, rotamerul se află în cea mai convenabilă poziție, pe care o păstrează atît

timp cît mișcarea termică nu îl perturbă. Bariera de potențial  $U_0 = U_{\max} - U_{\min}$  este, la temperaturi suficient de joase, mult mai mare decît  $kT$ , astfel încît rotamerizarea este practic nulă și lanțul este rigid. Legătura  $C_{i-1}-C_i$  în poziția de energie minimă execută numai o mișcare de oscilație, rotamerul devenind oscilator de torsiune. Datorită acestor mici oscilații ale entităților, lanțul mai prezintă o oarecare flexibilitate. Cînd  $T \rightarrow 0$ , pot avea loc tranziții de ordinul doi și pentru a indica starea singulară a entităților lanțului se substituie probabilității  $W(\varphi)$  așa-numita *funcție delta*,  $\delta(\varphi)$ , anulîndu-se peste tot, în afară de  $\varphi = 0$ .

Ținînd seama de condiția de normare a acestei funcții,

$$\int \delta(\varphi) d\varphi = 1 \quad (90)$$

și de caracteristica ei, se obține:

$$\langle \cos \varphi \rangle = \int_{-\pi}^{+\pi} \delta(\varphi) \cos \varphi d\varphi = 1. \quad (91)$$

Formula lui Taylor conduce, după relația (91), la  $\langle r^2 \rangle = \infty$ , avînd doar semnificația decurgînd din cazul limită descris de  $\delta(\varphi)$ .

De fapt,  $\langle r^2 \rangle \rightarrow \infty$  cînd  $\gamma \rightarrow 1$ , adică atunci cînd  $1 - \gamma \ll 1$ .

În asemenea circumstanțe, se ajunge de la formula lui Taylor la o relație stabilită de Bresler și Frenkel:

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \frac{2}{1 - \gamma}, \quad (92)$$

adekvată evaluării dimensiunilor lanțurilor macromoleculare semirigide. Flory [17] și mulți alți cercetători prodigioși pentru dezvoltarea statisticii conformaționale, ca bază teoretică a fizicii polimerilor, consideră că unghiurile  $\theta$  și  $\varphi$  sînt de ajuns pentru o elucidare deplină a procesului rotamerizării lanțului real. Dealtfel, între  $\gamma$ , ca medie a cosinusului unghiului de rotație internă și energia de frînare a rotației interne a rotamerilor independenți există o relație de definiție:

$$\gamma = \langle \cos \varphi \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \exp[-U(\varphi)/kT] \cos \varphi d\varphi}{\int_0^{2\pi} \exp[-U/kT] d\varphi}. \quad (93)$$

Oricum, formulele de bază ale statisticii conformaționale, ca și modelele atașate lor nu pot satisface integral mulțimea condițiilor de stare și de comportare ale fiecărui tip de conformație macromoleculară. Este edificatoare, în acest sens, reprezentarea diagramatică a domeniilor de aplicație ale formulelor (86), (87), (88), făcută de Volkenstein; în figura 31, departajarea acestor domenii poate fi creditată cu o precizie de 5%. Se observă că în dependența  $n(\gamma)$ , formula (86) are aria de aplicabilitate cea mai mare (b). Aria  $f$  este subordonată unei relații de tip Eyring. Domeniile  $c$  și  $d$  ilustrează cazuri relativ restrînse.



Formula lui Taylor comportă unele corecții în cazul macromoleculei cvasi-izolate dintr-o soluție polimeră extrem de diluată, în care se manifestă influența interacțiunilor cu micromoleculele solventului. Astfel, dacă în absența acestei influențe, macromolecula neperturbată are

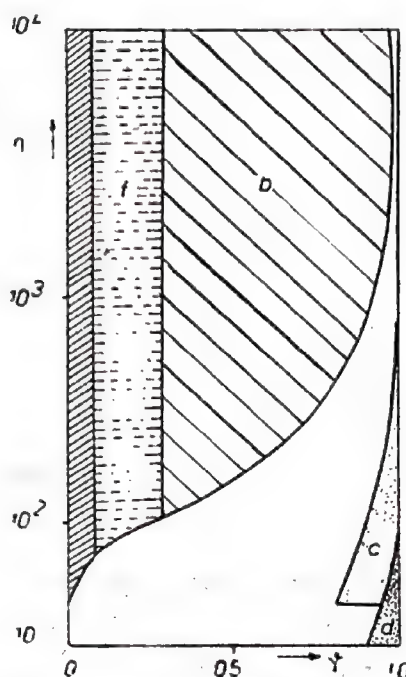


Fig. 31. Domețiile de aplicabilitate ale unor dependențe parametriche  $n(\gamma)$ .

caracteristic parametrul  $\langle r^2 \rangle_0^{1/2}$ , în solvent ea poate fi considerată un ghem îmbibat de micromoleculele acestuia, încât în stare gonflată să aibă un volum de ordinul  $\alpha^3$ , dacă  $\alpha$  reprezintă parametrul gonflării. Știind că  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  reprezintă macrolanțul semirigid, descris în perimetrul statisticii conformaționale ilustrate concludent de formulele adecvate modelelor Bresler—Frenkel, se definește parametrul gonflării

$$\alpha = \frac{\langle r^2 \rangle^{1/2}}{\langle r^2 \rangle_0^{1/2}}, \quad (94)$$

indicându-se prin  $\Theta$  starea neperturbată a lanțului; indicele  $\Theta$  este atașat așa-numitei dimensiuni *teta* a lanțului neperturbat, care deține această stare într-o soluție diluată la temperatura  $\Theta$ , când interacțiunile polimer-polimer și polimer-solvent se compensează reciproc.

Soluția cvasiideală, caracterizată de o asemenea particularitate, este, prin urmare, condiționată de temperatura lui Flory și de parametrul  $\alpha = 1$ . Flory a notat cu  $\Theta$  această tem-

peratură remarcabilă în teoria soluțiilor de polimeri, preluând în semn de omagiu notația din teoria căldurilor specifice, a fostului său profesor P. Debye.

Dimensiunea  $\Theta$  a unui lanț real poate varia pentru unul și același polimer în funcție de natura solventului, după cum și temperatura  $\Theta$  este relativ ridicată pentru unele sisteme polimer-solvent a căror teorie statistică relevă și alte particularități de stare și de tranziție; odată cu modificarea dimensiunii, variază și volumul strict necesar evoluției ghemului statistic, conceput ca sferă de coordinație sau ca o microcelulă osmotică cu membrană semipermeabilă din legături de valență. O asemenea concepție permite ilustrarea izolării macromoleculei-ghem în soluția suficient de diluată și restrângerea ei la dimensiunile celulei, care facilitează îmbibarea sau gonflarea și astfel tranziția ghem-globulă.

Macromolecula izolată este descrisă, în aceste condiții de gonflare, printr-o ecuație de stare, consacrată sub forma [32]:

$$\alpha^5 - \alpha^3 = 2 C_a \Psi_s \left( 1 - \frac{\Theta}{T} \right) M^{1/2} \quad (95)$$

unde  $\Psi_s$  este așa-numitul parametru entropic, care caracterizează tendința conglomerării preferențiale a verigilor de lanț, sau a amestecării lor cu micromoleculele solventului;  $C_a$  reprezintă un coeficient numeric, dimensional corelat cu masa moleculară  $M$  a polimerului considerat și cu natura solventului  $\Theta$ ,  $T$  fiind temperatura.

Rigiditatea macrolanțului real este indicat să se estimeze însă printr-un parametru definit cu precădere de dimensiuni proprii lanțului neperturbat, adică

$$\mathfrak{R} = \frac{\langle r^2 \rangle_0^{1/2}}{\langle r^2 \rangle^{1/2}} \quad (96)$$

unde numitorul privește dimensiunea adecvată rotamerizării absolut libere, când  $\gamma = 0$ . Criteriul rigidității conformaționale, enunțat prin dimensiunile statistice neperturbate, este relativ și perfectibil. Totuși, molecula polimeră reală, ca entitate fundamentală pentru un mediu continuu cu pronunțat caracter de solid rigid, tinde spre o conformație favorabilă „înghețării” structurii, când  $\mathfrak{R} < 1$ .

În estimarea realistă a flexibilității macrolanțului real cu rotameri împiedicați simetric, în raport cu forma lor *trans*, se ține seama, în primul rând, de corelarea orientării spațiale echilibrate a entităților repetabile în termenii interacțiunilor lor atât apropiate cât și îndepărtate. De fapt, un lanț este cu atât mai rigid, cu cât este mai întinsă corelarea orientării spațiale a rotamerilor de-a lungul său.

### 3.3.3. Rotameri disimetrice

Lanțurile cu grupe asimetrice de tip  $(-\text{CH}_2-\text{CHR}-)_n$ , sau  $(-\text{CHR}-\text{CHR}-)_n$ , în comparație cu lanțurile prezentînd o împiedicare simetrică a rotației interne, ca polietilena, cu motiv simetric  $(-\text{CH}_2-\text{CH}_2-)_n$ , nu se înscriu integral în teoria rotamerizării din diverse cauze. Asimetria substituenților și celelalte particularități ale tacticității sau atacticității lanțurilor cu stereoisomerie propice rotamerizării disimetrice comportă algoritme de calcul, destinate estimării parametrului  $\langle r^2 \rangle$ , complicate și de valoarea diferită de zero a celui de-al doilea parametru specific rotamerizării frîmate.

În principiu, relațiile de bază ale statisticii conformaționale pentru lanțurile din rotameri simetric frînați devin aplicabile lanțurilor asimetrice dacă în reformularea lor corespunzătoare disimetriei rotamerilor se ține seama de necesitatea introducerii în calcule a mărimii  $\langle \sin \varphi \rangle = \epsilon$ .

Studiile și calculele efectuate de Lifson, Volkenstein, Ptîțîn, Nagai, Benoît și mulți alții, preocupați de ameliorarea relațiilor calitative și cantitative referitoare la diversele tipuri structural-conformaționale specifice sistemelor macromoleculare, privesc direct sau indirect și efectele asimetriei lanțurilor.

Pentru o structură izotactică cu moleculă de bază  $(-\text{CH}_2-\text{CHR}-)_n$ , în care radicalul poate fi  $\text{Cl}$ ,  $\text{CH}_3$ ,  $\text{C}_6\text{H}_5$  etc., caracterizînd respectiv, polichlorura de vinil (PCV), polipropilena (PP) sau polistirenul (PS), devine semnificativă, după calcule prodigioase, formula:

$$\langle r^2 \rangle = n l^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \cdot \frac{1 - \gamma^2 - \epsilon^2}{(1 - \gamma)^2 + \epsilon^2} \quad (97)$$

Asimetria substructurii de lanț și disimetria rotamerilor din secvențele sindiotactice sînt redate relativ restrîns în formula prin care se exprimă.



distanța pătratică medie a lanțurilor de tip  $(-\text{CH}_2-\text{CHR}-)$  :

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \cdot \frac{1 - (\gamma^2 + \epsilon^2)^2}{(1 - \gamma)^2 + (\gamma - \gamma^2 - \epsilon^2)^2} \quad (98)$$

În exprimarea mărimii  $\langle r^2 \rangle$ , în aceleași circumstanțe, pentru macro-lanțul atactic, succesiunea aleatorie a motivelor cere includerea probabilității  $w$  pentru ca distribuția sterică a doi radicali vecini R să nu fie identică ; avînd în vedere că  $w = 0$  în succesiunea izotactică și  $w = 1$  în distribuția sindiotactică a motivelor de lanț, se exprimă, în general prin relația :

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \cdot \frac{(1 - \gamma^2 - \epsilon^2) [1 - (1 - 2w)(\gamma^2 + \epsilon^2)]}{(1 - \gamma)^2 - (1 - 2w)(\gamma - \gamma^2 - \epsilon^2)^2} \quad (99)$$

Distribuția întîmplătoare a radicalilor din motivele lanțului se traduce prin  $w = 1/2$  și astfel, relația (99) se restrînge la forma :

$$\langle r^2 \rangle = nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \cdot \frac{1 - \gamma^2 - \epsilon^2}{(1 - \gamma)^2} \quad (100)$$

Este interesant de menționat, în cadrul acestei abordări statistice a diferitelor cazuri și moduri de exprimare a mărimii  $\langle r^2 \rangle$ , că pentru toate macromoleculele caracterizate de aceleași valori ale parametrilor esențiali  $n$ ,  $l$  și  $\theta$ , expresia comună

$$nl^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \text{const.} \quad (101)$$

În consecință, sistemele macromoleculare care pot fi caracterizate de o asemenea constantă în funcție de clasa polimerilor cărora le aparțin, dar care diferă prin modul rotamerizării, adică prin diferitele valori ale parametrilor  $\gamma$  și  $\epsilon$ , se subordonează, de exemplu, unei relații de forma :

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{n,l,\theta} \frac{1 - \gamma^2 - \epsilon^2}{(1 - \gamma)^2}, \quad (102)$$

valabilă cînd constanta semnalată se notează semnificativ cu  $\langle r^2 \rangle_{n,l,\theta}$ , iar substituenții R din unitățile repetabile au o distribuție spațială cu totul întîmplătoare.

Se poate conchide așadar că mărimea

$$\langle r^2 \rangle / \langle r^2 \rangle_{n,l,\theta} = f(\gamma, \epsilon) \quad (103)$$

constituie o măsură a efectelor rotamerizării asupra distanței dintre capetele lanțurilor atactice de valori  $n$ ,  $l$  și  $\theta$  date.

Formulele (97), (98) și (99) conțin implicit și adecvat factorul rotamerizării  $f(\gamma, \epsilon)$ .

Dacă se separă, pe de altă parte, influența factorilor unghiulari  $\theta$ ,  $\gamma$  și  $\epsilon$ , se poate exprima această influență asupra distanței pătratice medii

$\langle r^2 \rangle$  printr-o constantă  $C_{\theta, \gamma, \varepsilon}$ , care arată de câte ori se cuprinde parametrul aferent lanțului cu articulații libere, dat prin  $n$  și  $l$ , în mărimea omologului său condiționată de restricțiile  $\theta$ ,  $\gamma$  și  $\varepsilon$ . Astfel, relația stabilită în termenii anteriori,

$$\langle r^2 \rangle = C_{\theta, \gamma, \varepsilon} n l^2, \quad (104)$$

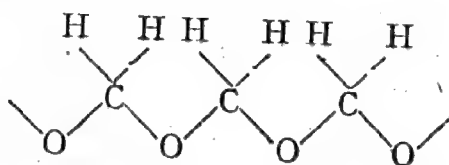
aplicată polistirenului izotactic, conduce la concluzia că valoarea mărimii  $\langle r^2 \rangle$  atașată macrolanțului cu rotamerizare restrictivă este de 1,32 ori mai mare decât cea corespunzătoare aceluiași lanț, dar cu articulații libere; în acest exemplu,  $C_{\theta, \gamma, \varepsilon} = 1,32$ .

### 3.3.4. Implicații și consecințe ale izomeriei rotaționale

Descrierea riguroasă a stării și conformației unei macromolecule cu  $n$  legături de lungime  $l$  și unghiuri de valență  $\theta$ , comportă cunoașterea particularităților esențiale ale setului de unghiuri de rotație internă  $\{\varphi_i\}$ . Într-un lanț oarecare, unghiurile  $\varphi_i$  pot fi mai mari sau mai mici, în funcție de împiedicările sterice proprii fiecărei legături. De exemplu, prima și ultima legătură a lanțului au o anumită autonomie față de legăturile  $l_2, l_3, \dots, l_{n-2}, l_{n-1}$  care participă diversificat la procesul de rotamerizare frînată, după cum sînt învecinate steric cu atomi și substituenți din alte entități, capabili în microconjunctura locală de influențe specifice. Așadar, fluctuațiilor lungimii legăturilor și unghiurilor de valență în condițiile mișcării termice, li se adaugă și fluctuațiile unghiurilor de rotație internă, consecință a interinfluențelor locale menționate. Se estimează că la temperatură ordinară, amplitudinea oscilațiilor termice ale legăturilor este de circa 3% din lungimea lor, adică aproximativ  $\pm 0,05 \text{ \AA}$  [17]. În același timp, fluctuațiile medii ale unghiurilor de valență sînt cuprinse între  $\pm 3^\circ$  și  $\pm 5^\circ$ . Considerentele de simetrie a oscilațiilor și a valorilor egale, dar de semn contrar, justifică admiterea unei conformații descrise de parametri stereo-cinetici medii.

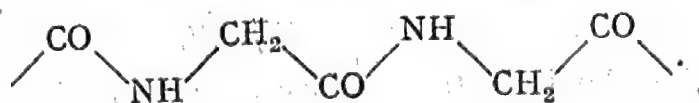
Unghiul  $\varphi_i$  poate fi definit de unghiul diedru dintre planurile legăturilor  $l_{i-1}, l_i$  și  $l_i, l_{i+1}$ . Semnul său este pozitiv cînd rotația este dreaptă, adică atunci cînd distanța dintre două grupe crește. Conformația *trans* a moleculei simple sau a secvenței adecvate descrierii elocvente a rotației interne poate fi indicată prin  $\varphi_i = 0$ , cînd legăturile  $l_{i-1}$  și  $l_{i+1}$  sînt paralele, iar vectorii atașați lor sînt de același sens, cu condiția  $\theta_{i-1} = \theta_i$ . Dacă  $\varphi_i = 0$  pentru conformația *cis*, atunci cei doi vectori atașați legăturilor considerate au direcții și sensuri care nu favorizează o extremitate a lanțului în raport cu alta.

Conformația de lanț și mărimea  $\langle r^2 \rangle$  corespunzătoare ei pot fi afectate și de prezența în lanț a două tipuri sau specii de molecule de bază. Prezența entităților de lanț de natură diferită se traduce adesea prin lungimi ale legăturilor și valori ale unghiurilor de valență diferite și ele, ca atare; în unele lanțuri, lungimea legăturilor eterogene poate fi aceeași, diferind însă unghiurile de valență. Forma *trans* a polietilenei se caracterizează prin identitatea lungimii legăturilor, ca și prin egalitatea unghiurilor de valență, pe cînd polioxietilena





are numai legături de lungime identică, unghiurile  $\angle \text{OCO}$  și  $\angle \text{COC}$  fiind neegale. În macrolanțul de poliglicină se disting trei tipuri de legături diferite ca lungime, cu unghiuri de valență, de asemenea diferite:



Medierea acestor parametri și descrierea configurației de lanț fără a ține seama de asimetria atomului de carbon în grupa  $-\text{CHR}-$ , unde substituentul R poate fi Cl,  $\text{CH}_3$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5$ ,  $\text{COOCH}_3$  sau  $\text{C}_6\text{H}_5$ , pentru polimerii vinilici, de exemplu, comportă aproximații adecvate mulțimilor  $\{\bar{l}_i\}$  sau  $\{\theta_i\}$ . Procesul rotamerizării și consecințele lui la nivelul conformațiilor de lanț fac descrierea acestora mai complexă, prin prisma unei aproximații de apropiere a valorilor unghiurilor  $\varphi_i$  de valoarea medie rezultată prin considerarea parametrilor  $\gamma$  și  $\epsilon$ .

Parametrii  $\langle r^2 \rangle$  și  $\langle s^2 \rangle$  sînt, de fapt, sub influența efectelor distincte ale interacțiunilor de ordine apropiată ale entităților separate în lanț doar de cîteva legături, precum și a interacțiunilor de ordine îndepărtată ale entităților despărțite în lanț de un număr relativ mare de legături intermediare. Consecințele interacțiunilor la distanță mare sînt așa-numitele *efecte de volum exclus*.

Caracterele concrete ale structurii unui lanț lung de molecule, asociate interacțiunilor determinante pentru conformația cea mai probabilă, converg prin mecanisme de izomerie de rotație spre o anumită spiralizare a lanțului. Așa, de exemplu, macrolanțul izotactic cu conformație *trans* în zigzag, de polipropilenă, tinde în condiții favorabile de izomerie rotațională, spre o conformație elicoidală mai avantajoasă din punct de vedere energetic. Evoluțiile conformaționale condiționate de procesele elementare de rotație internă a moleculelor de bază dintr-un lanț pot fi intuite și urmărite indirect prin implicarea unor criterii auxiliare favorabile estimării probabilității de microstare a acestor molecule. Dacă se ține seama că actul elementar al rotației interne, sau saltul efectuat de un rotamer în procesul rotamerizării unui lanț flexibil, la temperatura de  $20^\circ\text{C}$  este afectat de o durată de ordinul  $10^{-10}$  s, atunci se deduce, cu ce „timp de expunere” se poate fotografia o conformație pseudostabilă în termenii unor asemenea frecvențe ale salturilor rotamerilor lanțului examinat.

Determinarea conformației macromoleculei la un moment dat cere cunoașterea prealabilă a modului specific de a interacționa sau de a reacționa față de diferitele acțiuni externe ale substituenților, ale unităților repetabile, segmentelor de lanț, sau altor formațiuni structurale remarcabile. Modificarea temperaturii sistemului macromolecular, sau influența unui câmp electric resimțită de eventualii dipoli ai entităților structurale comportă corelarea proceselor de izomerie rotațională cu procesele elementare de răspuns și de relaxare, inerente cineticii entităților cu particularități de inerție și stereochemie proprie. Rotația unei grupe atomice în jurul unei legături presupune, de regulă, un timp mai mic decît timpul necesar efectuării unei asemenea rotații de o legătură în jurul alteia.

Răspunsul, adică reacția specifică a unei entități structurale în raport cu efectul local al unei acțiuni externe exercitate asupra sistemului macromolecular, se caracterizează printr-o durată care depinde de natura și de

dimensiunile acestei entități. Revenirea entității în starea anterioară acțiunii care a pus-o în mișcarea specifică, limitată de microconjunctura acesteia, se face de asemenea într-un timp susceptibil de delimitare, în condițiile examinării riguroase a atât de importantelor procese de relaxare. Entitatea structurală denumită *conformer*, sau *rotamer*, după circumstanțele examinării ei în ansamblul evoluției conformaționale a macromoleculei reale, devine în studiul proceselor de relaxare un *relaxomer*. Se știe că timpul necesar revenirii la starea deținută de relaxomer înaintea acțiunii instantanee constituie în teoria proceselor de acest gen așa-numita *perioadă de relaxare*.

În acești termeni, se atașează macromoleculei o perioadă de relaxare, avînd în vedere funcția de distribuție a relaxomerilor după durata existenței lor în conformația dată; această funcție,  $\mathcal{P}_r(t_i)$ , spectru al relaxărilor, satisface condiția de normare:

$$\int_0^{\infty} \mathcal{P}_r(t_i) dt = 1. \quad (105)$$

Comportarea rigidă sau flexibilă a unui macrolanț real depinde așadar și de modul relaxării entităților acestuia, care pot fi de aceeași natură sau pot varia prin reacții specifice într-un larg spectru relaxatoriu. O verigă, sau un segment de lanț, mai mic sau mai mare, intervine în relaxarea macromoleculei ca un relaxomer specific identificabil, mai ales, cu un element cinetic decît cu un segment statistic. Mărimea segmentului cinetic depinde de viteza acțiunii perturbatoare. Schimbarea temperaturii afectează spectrul relaxomerilor, timpul de viață al acestora. Timpul de viață al relaxomerilor individuali se exprimă după o relație de tip boltzmannian:

$$t_i = B_i \exp(E_{ai}/kT) \quad (106)$$

în care intervine energia de activare a procesului de relaxare  $E_{ai}$  și mărimile  $B_i$  prin care se ține seama de conjunctura locală a relaxării; în funcție de ambianța relaxomerului  $i$  se ia în considerație sensibilitatea sa, ilustrată de un anumit prag al energiei de activare.

Se poate obține o cantitate de informații privind starea unui polimer, fie examinînd la o temperatură dată  $T$  corelarea unui set de perioade de relaxare caracteristice acestei stări, fie variînd temperatura și menținînd constantă frecvența caracteristică proceselor periodice determinante pentru comportarea polimerului. Acțiunile periodice externe, de diferite frecvențe, produc efecte la nivelul diversilor relaxomeri din macrolanț, care pot fi interpretate și redată ca informații elocvente privind particularitățile ordinii apropiate sau evoluția de ansamblu a conformației macromoleculare. Recurgîndu-se la similitudini posibile, aprofundarea cunoașterii stării și mecanismelor intime conformaționale este stimulată și de modelarea unor efecte cuantice elastice și neelastice, pe baza efectelor mecanice elastice și de microdeformare ireversibilă cauzate de acțiuni externe rapide, respectiv lente. În acest sens, spectrometria relaxatorie capătă valențe investigative comparabile prin eficiența lor cu aceea a metodelor moderne de R.M.N., R.E.S., spectrofotometrie în infraroșu etc. În fizica elastomerilor, sondajele în domeniul frecvențelor joase devin revelatorii în privința mobilității unor elemente structurale și a timpului lor de viață. În spectrul de relaxare, caracterul fluctuant al mișcărilor efectuate de anumite entități structurale



poate fi ilustrat de două linii sau benzi de rezonanță, în concordanță cu energia de activare absorbită.

Sondajul cu unde de radiofrecvență poate da indicații referitoare la ambianța cristalină, mezomorfă sau amorfă, a unei grupe mici de atomi de hidrogen, de electroni etc.

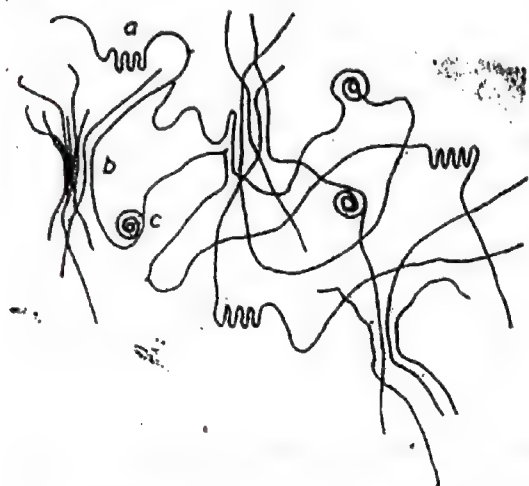


Fig. 32. Microblocuri de tip pliat (a), micelar (b) și globular (c) într-o rețea elastomeră.

Introducerea în polimeri a unor sonde electrono-paramagnetice sau a unor pozitroni de sondaj se soldează adesea cu informații privind densitatea locală și gradul cristalizării.

Caracteristicile cinetico-moleculare ale organizării entităților structurale prin prisma mecanismelor de relaxare sînt deosebit de semnificative pentru structurile polimerilor lineari de tipul elastomerilor prezentînd o rețea de microblocuri diferențiate ca ordine interioară (fig. 32). Se disting în nodurile unei asemenea rețele trei tipuri de microblocuri cu un timp de viață relativ mare; porțiunile de lanț din interiorul acestor microagregate, decelabile röntgenografic sau electronografic, prezintă ordonări de tip pliat, micelar și globular, în timp ce segmentele de lanț din afara microblocurilor au o independență perturbată doar de mișcarea termică.

Se poate trage concluzia că entitățile structurale din microblocuri sau din afara acestora intervin diferențiat, ca rotameri frînați sau ca relaxomeri, în determinarea conformației lanțului.

### 3.4. Matricea corelării legăturilor reale

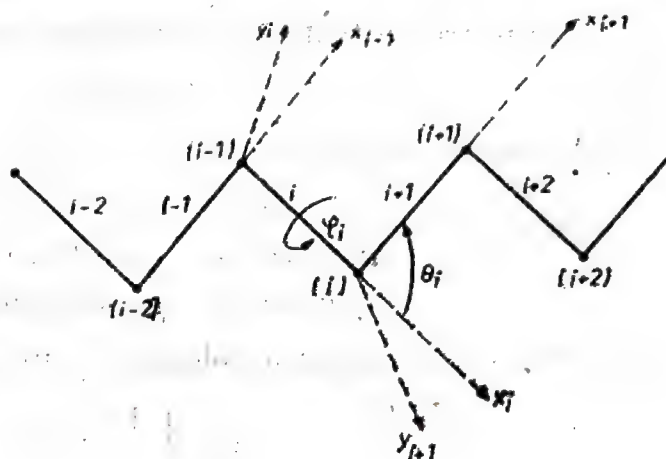
Corelarea legăturilor lanțului real, extinsă la interacțiuni exprimabile prin produse scalare de tip  $\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle$ , cu  $|j - i|$  corespunzător rotamerizării și relaxării caracteristice unor secvențe care pot include prin întinderea lor în lanț atît efectele ordinii în apropiere cît și pe cele decurgînd din învecinarea unor microagregate cu ordine internă proprie, cere o abordare geometrică selectiv diversificată la nivelul fiecărei legături cu rol specific în determinarea mecanismului conformațional.

Extensia adecvată aprofundării mecanismului de corelare a legăturilor reale, condiționat de unghiurile de valență și de rotație internă frînată, ca și de acțiunile deformante exterioare secvenței sau lanțului considerat, devine posibilă și concludentă prin raportarea evoluției legăturilor la sisteme de coordonate corespunzător alese.

Relatarea cantitativă aptă să confere atît generalitate, cît și rigurozitate interpretării mecanismului complex de înlănțuire a legăturilor unui lanț real se bazează pe cadrul oferit de sistemele de coordonate carteziane atașate convenabil legăturilor secvenței ilustrative.

În schema geometrică (fig. 33) destinată înlesnirii calculelor presupuse de ea și de mecanismul examinat astfel, sînt considerate cîteva legături și indicate mărimile care determină succesiunea și evoluția lor în lanț. Se precizează că

Fig. 33. Corelarea legăturilor efective.



axa  $x_i$  a sistemului afectat legăturii  $l_i$  constituie chiar suportul acesteia; axa  $y_i$  se află în planul legăturilor  $i-1$  și  $i$ , avînd sensul pozitiv ales astfel încît proiecția ei pe  $x_{i-1}$  să fie pozitivă. Sensul axei  $z_i$  respectă caracterul impus sistemului drept (direct) de axe carteziane. Norme analoage de orientare a axelor ortogonale sînt respectate și pentru celelalte legături din secvența dată.

Corelarea legăturilor consecutive presupune trecerea, de exemplu, de la sistemul de calcul aferent vectorului  $\vec{V}$  la sistemul atașat vectorului  $\vec{V}'$ , imediat următor în secvența de vectori concordantă scopului propus. Pentru aceasta, se admite că vectorul-unitate al vectorului orientat după axa  $x_{i+1}$  are componentele

$$\begin{bmatrix} \cos \theta_i \\ \sin \theta_i \cos \varphi_i \\ \sin \theta_i \sin \varphi_i \end{bmatrix} \quad (107)$$

în sistemul  $i$  de coordonate carteziane  $x_i, y_i, z_i$ .

În mod analog se scriu componentele de indice  $i$  ale versorului de orientare  $y_{i+1}$ :

$$\begin{bmatrix} \sin \theta_i \\ -\cos \theta_i \cos \varphi_i \\ -\cos \theta_i \sin \varphi_i \end{bmatrix}, \quad (108)$$

ca și cele corespunzătoare orientării după axa  $z_{i+1}$

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \sin \varphi_i \\ -\cos \varphi_i \end{bmatrix}, \quad (109)$$



În general, se știe că un vector  $\vec{V}$ , de componente  $V_x, V_y, V_z$  în sistemul  $i + 1$ , are în sistemul  $i$  de coordonate componentele:

$$\begin{cases} V'_x = V_x \cos \theta_i + V_y \sin \theta_i, \\ V'_y = V_x \sin \theta_i \cos \varphi_i - V_y \cos \theta_i \cos \varphi_i + V_z \sin \varphi_i, \\ V'_z = V_x \sin \theta_i \sin \varphi_i - V_y \cos \theta_i \sin \varphi_i - V_z \cos \varphi_i. \end{cases} \quad (110)$$

Transformarea efectuată poate fi relatată succint sub forma

$$\vec{V}' = T_i \vec{V}, \quad (111)$$

apelînd la matricea ortogonală

$$T_i = \begin{bmatrix} \cos \theta_i & \sin \theta_i & 0 \\ \sin \theta_i \cos \varphi_i & -\cos \theta_i \cos \varphi_i & \sin \varphi_i \\ \sin \theta_i \sin \varphi_i & -\cos \theta_i \sin \varphi_i & -\cos \varphi_i \end{bmatrix} \quad (112)$$

și la matricele cu o singură coloană de tip

$$\vec{V} = \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}. \quad (113)$$

Matricea  $T_i$  ilustrează transformarea realizată prin trecerea de la componentele vectorului exprimate în sistemul  $i + 1$  de coordonate carteziene la componentele aceluiasi vector în sistemul  $i$ .

Forma matricei transformării este determinată de alegerea sistemului de coordonate pentru corelarea nemijlocită a legăturilor  $i$  și  $i + 1$ .

### 3.4.1. Generalizarea corelării matriceale

În cazul  $j > i + 1$ , produsul scalar  $\langle \vec{l}_i, \vec{l}_j \rangle$  se efectuează în baza unor transformări care se exprimă prin

$$T_i \dots T_{j-2} T_{j-1} T_j,$$

ca urmare a trecerii vectorului  $\vec{l}_j$  de la sistemul de calcul al uneia din legăturile intermediare la sistemul de calcul al legăturii precedente ș.a.m.d. pînă la  $i$ .

Vectorul  $\vec{l}_j$  are în sistemul de coordonate propriu forma vectorului-coloană:

$$\vec{l}_j = \begin{bmatrix} l_j \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = l_j \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (114)$$

unde  $l_j$  este valoarea absolută a vectorului considerat, adică lungimea legăturii căreia i-a fost atașat.

Dacă  $\vec{l}_i$  se exprimă în sistemul său de coordonate în mod analog, iar  $\vec{l}_i^T$  reprezintă transpusa vectorului  $\vec{l}_i$ , adică vectorul-linie  $\vec{l}_i^T$ , atunci produsul scalar  $\vec{l}_i \cdot \vec{l}_j$  poate fi și el transpus în forma  $\vec{l}_i^T \cdot \vec{l}_j$ , în care  $\vec{l}_j$  este exprimat în acelaș.

sistem de coordonate ca și  $\vec{l}_i$ . Eyring [22] și Oka [33] au demonstrat relația

$$\vec{l}_i \cdot \vec{l}_j = \vec{l}_i^T (T_i \dots T_{j-1}) \vec{l}_j \quad (115)$$

transcrisă și sub forma

$$\vec{l}_i \cdot \vec{l}_j = l_i l_j [100] (T_i \dots T_{j-1}) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = l_i l_j (T_i \dots T_{j-1})_{11} \quad (116)$$

spre a evita confuziile care decurg din folosirea aceluiași simbol, atât pentru vector, cât și pentru vectorul-coloană. Indicele 11 atașat ultimei paranteze din relația (116) indică elementul 1,1 al înmulțirii matriceale.

Media proiecției legăturii  $i$  pe vectorul unitate, afectat suportului legăturii  $j$ , se exprimă prin elementul 1,1 al produsului matriceal, mediat după toate conformațiile:

$$\langle \vec{l}_i \cdot \vec{l}_j \rangle = l_i l_j \langle T_i \dots T_{j-1} \rangle_{11} \quad (117)$$

Valoarea medie a produsului matricelor ortogonale din (117) poate fi redată sub forma:

$$\langle T_i \dots T_{j-1} \rangle = \frac{\int \dots \int (T_i \dots T_{j-1}) \exp [-E\{\vec{l}\}/RT] d\{\vec{l}\}}{\int \dots \int \exp [-E\{\vec{l}\}/RT] d\{\vec{l}\}} \quad (118)$$

În expresia acestui produs matriceal,  $E\{\vec{l}\}$  reprezintă energia conformațională  $\{\vec{l}\}$ ,  $R$  — constanta universală a gazelor și  $T$  — temperatura absolută. Integrarea de la numărător se referă la fiecare din elementele produsului matriceal; integralele se efectuează pe toate unghiurile de rotație.

Vectorii produsului scalar, calculabil după relații de genul celor arătate în diferite circumstanțe, pot fi într-un caz particular momente de dipol  $\vec{\mu}_i$  și  $\vec{\mu}_j$ , solidar încorporate legăturilor  $i$  și  $j$  prin anumiți substituenți. Relația (115), demonstrată de Oka, devine în acest caz

$$\langle \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j \rangle = \vec{\mu}_i^T \langle T_i \dots T_{j-1} \rangle \vec{\mu}_j \quad (119)$$

avînd și ea un caracter general, prin absența unor limite în privința interdependențelor sau autonomiei potențialelor de rotație internă.

Unghiurile de valență  $\pi - \theta_i$  pot fi și ele considerate variabile, rămînînd invariabilă doar lungimea legăturilor lanțului analizat în condițiile relației (117).

Se poate conchide că matricea  $T_i$ , care transformă vectorul atașat legăturii  $i+1$ , cu sistem propriu de axe, raportîndu-l la axele sistemului legăturii  $i$ , prezintă o generalitate remarcabilă a cadrului real de corelare a legăturilor reale. De regulă, matricea ortogonală poate fi determinată ca o funcție, exclusivă de parametrii geometrici  $\theta_i$  și  $\varphi_i$ , implicați în corelarea legăturii  $i+1$  cu legătura  $i$ .

Aplicabilitatea matricei  $T_i$  capătă noi extensii cînd două sisteme,  $x, y, z$  și  $x', y', z'$ , legate convenabil pot fi rotite unul în raport cu altul în așa fel încît să se substituie sau să devină paralele. Astfel, prin rotirea sistemului  $x, y, z$  în jurul axei  $z$  cu un unghi  $u'$ , axa  $x$  poate deveni coincidentă sau paralelă cu



axa  $x'$ ; o a doua rotire a aceluiași sistem, dar în jurul axei  $x$ , cu un unghi  $u''$  este suficientă, devenind inoperantă sau inutilă practic cea de-a treia rotație presupusă în jurul axei  $z$  de o transformare Euler. Unghiurile  $u'$  și  $u''$  se consideră în sisteme directe și astfel, matricea  $T_{u, u''}$  care concretizează trecerea vectorului  $\vec{V}$  în  $\vec{V}'$ , în termenii cunoscuți, se deduce scriind:

$$T_{u, u''} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos u'' & \sin u'' \\ 0 & -\sin u'' & \cos u'' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos u' & \sin u' & 0 \\ -\sin u' & \cos u' & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} \cos u' & \sin u' & 0 \\ -\sin u' \cos u'' & \cos u' \cos u'' & \sin u'' \\ \sin u' \sin u'' & -\cos u' \sin u'' & \cos u'' \end{bmatrix} \quad (120)$$

respectând ordinea rotațiilor lui  $\vec{V}$  în jurul axei  $z$  și apoi, axei  $x$  pentru a avea

$$\vec{V}' = T_{u, u''} \vec{V}. \quad (121)$$

Atașând sistemele de coordonate carteziene menționate celor două legături succesive  $i$  și  $i+1$  din lanțul macromolecular și având în vedere regulile de rotație și de transformare rezultate și din schema de corelare, redată în figura 33, se poate observa că:  $u' = \theta_i$  și  $u'' = \pi - \varphi_i$ . Într-unul din cazurile singulare remarcabile și anume, când  $\varphi_i$  coincide cu  $\pi - u''$  [17], se constată egalitatea celor două matrice

$$T_i = T_{u, u''}(\theta_i, \pi - \varphi_i). \quad (122)$$

Macrolanțurile din entități eterogene fiind constituite din două sau mai multe tipuri de legături, sînt mai puțin accesibile metodelor matriceale de calcul aplicate în cazurile anterioare, relativ simple.

### 3.4.2. Aditivitatea energiilor de conformație a legăturilor

Într-un lanț cu  $n$  legături, de lungime  $l$  fiecare, contribuțiile energetice ale entităților structurale constituite pot fi însumate, în general, admitîndu-se, într-o primă aproximație, bilanțul de forma:

$$E\{\vec{l}\} = \sum_{i=2}^{n-1} E_i(\theta_i, \varphi_i). \quad (123)$$

Se estimează astfel că  $n-2$  molecule de bază, exceptate fiind deci cele terminale, intervin în bilanțul energetic al lanțului cu o energie de interacție proprie fiecăreia  $E_i(\theta_i, \varphi_i)$ ; așadar, dată fiind independența relativă a primei legături, se consideră  $E_1 = E_1(\theta_1)$ .

Energia conformațională a lanțului cu unghiuri de valență identice între legături devine:

$$E\{\vec{l}\} = \sum_{i=2}^{n-1} E_i(\varphi_i), \quad (124)$$

știind că  $E_i(\varphi_i)$  reprezintă potențialul rotației interne proprii legăturii  $i$ .

Caracterul restrictiv al rotației sau al orientărilor spațiale posibile este redat, de regulă, prin probabilitatea ca unghiul  $\varphi_i$  să se găsească între  $\varphi_i$  și  $\varphi_i + d\varphi_i$ :

$$W(\varphi_i) d\varphi_i = \frac{1}{z_i} \exp \left[ -\frac{E_i(\varphi_i)}{RT} \right] d\varphi_i. \quad (125)$$

Se menționează că  $E_i$  este energia unui mol de substanță la temperatura  $T$ , iar  $z_i$  reprezintă așa-numita *sumă statistică de rotație* a legăturii  $i$ :

$$z_i = \int_0^{2\pi} \exp \left[ \frac{-E_i(\varphi_i)}{RT} \right] d\varphi_i. \quad (126)$$

Într-o asemenea tratare statistică, o legătură poate fi asemuită cu o moleculă prinsă într-un lanț de molecule de gaz condensat, lipsită de unele grade de libertate. Volkenstein și Ptițîn au definit, încă din anul 1955, o *funcție de partiție* sau *integrală statistică*:

$$Z = \frac{1}{8\pi^2} \int \dots \int \exp [-E_i(\vec{l}_i)/kT] \prod_i d\vec{l}_i \quad (127)$$

pentru a descrie caracterul complex al aditivității energiilor de care sînt capabile entitățile structurale în interdependența lor. Produsul  $\prod$  se referă la toate legăturile lanțului,  $i$  fiind  $1, 2, \dots, n$ .

Pentru o distanță  $r = |\vec{r}|$ , integrala conformației lanțului (127) presupune condiția

$$\vec{r} - \frac{1}{2} d\vec{r} \leq \sum \vec{l}_i \leq \vec{r} + \frac{1}{2} d\vec{r}, \quad (128)$$

în baza căreia se poate scrie:

$$\int Z_r d\vec{r} = \int \dots \int \exp [-E_i(\vec{l}_i)/kT] \prod_i d\vec{l}_i. \quad (129)$$

Integrarea simbolizată prin  $\int \dots \int$  ilustrează respectarea condiției (128),

iar  $Z_r$  reprezintă *integrala conformațională* a lanțului de lungime  $r$  constantă.

Reluînd în acest context o abordare anterioară similară se poate exprima probabilitatea  $W_0(\vec{r}) d\vec{r}$  ca o extremitate a lanțului să se afle în elementul de volum dintre  $\vec{r}$  și  $\vec{r} + d\vec{r}$ , cealaltă fiind în originea sistemului de coordonate, adecvat scopului urmărit:

$$W_0(\vec{r}) d\vec{r} = Z_r d\vec{r} / Z. \quad (130)$$

Prin normarea probabilității, ultima ecuație integrată pe tot domeniul conduce la:

$$Z = \int Z_r d\vec{r}. \quad (131)$$



Dacă una din cele două extremități ale lanțului se află sub acțiunea unei forțe constante  $\vec{f}$  și dacă astfel are loc o deplasare  $\vec{h}$  a extremității acționate, energia conformațională a lanțului devine fluctuantă cu o cantitate  $\pm \vec{f} \cdot \vec{h}/kT$ , ca urmare a reacțiunii din lanț, responsabilă de fluctuația menționată.

Reacția fluctuantă cvasielastică a lanțului perturbat se înscrie specific într-o funcție de partiție la forță constantă:

$$Z_f = \frac{1}{8\pi^2} \int \dots \int \exp [-E(\vec{l})/kT + \vec{f} \cdot \vec{h}/kT] \Pi d\vec{l}_i, \quad (132)$$

exprimabilă și cu ajutorul mărimilor  $Z$ ,  $Z_r$  și  $W_0$ :

$$Z_f = \int \exp(\vec{f} \cdot \vec{h}/kT) Z_r d\vec{r} = Z \int \exp(\vec{f} \cdot \vec{h}/kT) W_0(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (133)$$

Dezvoltarea calculelor, revelatorii prin semnificațiile momentelor de ordin superior ale parametrilor  $r$  și  $s$  implicați direct sau indirect în integralele conformaționale, ca și în teoriile particulare privind distribuția și corelarea legăturilor în lanț, evidențiază totodată eficacitatea și operativitatea investigațiilor bazate pe matrice și proprietățile acestora în abordarea celor mai complexe probleme ale fizicii elastomerilor. Rezultatele obținute de Nagai, Wang, Guth, Kubo, Miyake, Sakakibara, Flory, Jernigan și alții, care și-au legat numele de una sau alta din numeroasele soluții găsite prin muncă și competență științifică, stau mărturie a progresului imens realizat în ultimele decenii de fizica polimerilor.

### 3.4.3. Potențiale de rotație simetrice și independente

Un caz particular de lanț cu  $\theta = \text{const.}$  și  $E_i = E_i(\varphi_i)$  simetric, adică  $E_i(\varphi_i) = E_i(-\varphi_i)$ , sau  $\epsilon = \langle \sin \varphi_i \rangle = 0$ , prezintă interes prin transcrierea matriceală adecvată

$$\langle T_i \rangle = \begin{bmatrix} \cos \theta_i & \sin \theta_i & 0 \\ \sin \theta_i \langle \cos \varphi_i \rangle & -\cos \theta_i \langle \cos \varphi_i \rangle & 0 \\ 0 & 0 & -\langle \cos \varphi_i \rangle \end{bmatrix}, \quad (134)$$

care conduce la concluzia că raportul caracteristic  $e_\infty$  poate fi exprimat sub forma [33]:

$$e_\infty = \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma}. \quad (135)$$

Dacă se consideră că rotația internă a entităților lanțului are loc fără restricții, așadar dacă  $E_i(\varphi_i) = \text{const.}$ , sau  $\gamma = 0$ , relația (134) devine:

$$\langle T_i \rangle_0 = \begin{bmatrix} \cos \theta_i & \sin \theta_i & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (136)$$

În acest caz, etichetarea entităților sau legăturilor poate fi lipsită de sens, ca și indicele  $i$ ; în relația (135),  $n \rightarrow \infty$ .

Rezultatele obținute de Benoît și Doty [34], Taylor [35], H. Kuhn [36], Volkenstein și Ptițin [37], Porod [38], Sack [39] și alții concretizează corespondența existentă între teoretizarea și calculele aferente diferitelor cazuri particulare ale stării și comportării lanțurilor macromoleculare și diversitatea efectelor reale și a consecințelor imediate ale acestora.

### 3.4.4. Diverse interdependențe ale legăturilor de lanț și ponderile lor statistice

Independența legăturilor ca rotameri în lanțul real are mai ales un rol teoretic în dezvoltarea și efectuarea calculelor care privesc tratarea statistică a mecanismelor de conformație.

Datele și rezultatele teoretico-experimentale referitoare la interdependențele legăturilor și ponderea lor de intervenție în evoluția reală a macromoleculelor cu conformații de lanț sînt, de obicei, furnizate de analiza spectroscopică, pe baza metodelor de spectrofotometrie în infraroșu, de difuzie combinată [40], de microunde, de difracție electronică [41] etc.

În studiul acestor interdependențe se ține seama de potențialele rotamerilor, de caracterul simetriei acestora, de vecinătatea lor cu legături duble etc. Astfel, în cazul unor molecule de bază care conțin  $\text{CH}_3$ , potențialele respective prezintă simetrii de ordinul trei și pot fi exprimate, într-o primă aproximație, sub forma:

$$E(\varphi) = \frac{E_0}{2} (1 - \cos 3\varphi). \quad (137)$$

Înălțimea barierei de potențial  $E_0$ , adică diferența dintre valorile maxime și minime ale potențialului, are pentru moleculele din tabelul 3 valorile respective, date în kcal/mol.

Tabelul 3

Molecula	Înălțimea barierei
$\text{CH}_3-\text{CH}_3$	2,9
$\text{CH}_3-\text{CH}=\text{CH}_2$	1,98
$\text{CH}_3-\text{CH}=\text{O}$	1,17
$\text{CH}_3-\text{OH}$	1,07
$\text{CH}_3-\text{OCH}_3$	2,72
$\text{CH}_3-\text{SH}$	1,27
$\text{CH}_3-\text{PH}_2$	1,96

O anumită interdependență există la nivelul potențialului de frînare, ca urmare a repulsiei de tip Van der Waals a celor mai apropiați atomi X și Y

dintr-o microconformație  $\begin{array}{c} \text{X} \quad \text{Y} \\ \diagdown \quad \diagup \\ \text{C} - \text{C} \end{array}$ . Distanța  $d_{\text{X-Y}}$  dintre acești atomi influențează potențialul de frînare, ea fiind comparabilă cu suma razelor Van der Waals a perechii de atomi.



În tabelul 4 sînt date cîteva din mărimile care influențează mecanismele de constituție și rotamerizare ale unor molecule repetabile în diferite macro-lanțuri.

Tabelul 4

Molecula	Distanța $d_{X-Y}$ , Å X Y	Suma razelor Van der Waals, Å	Înălțimea barierei, kcal/mol
$\text{CH}_3-\text{CH}_3$	H 2,26 H	2,40	2,9
$\text{CH}_3-\text{SiH}_3$	H 2,75 H	2,40	1,66
$\text{CH}_3-\text{CH}_2\text{F}$	H 2,37 F	2,55	3,31
$\text{CH}_3-\text{CHF}_2$	H 2,37 F	2,55	3,18
$\text{CH}_3\text{F}-\text{CF}_3$	F 2,45 F	2,70	4,2
$\text{CH}_3-\text{CH}_2\text{Cl}$	H 2,57 Cl	3,00	3,69

Suma razelor Van der Waals pentru atomii X și Y din moleculele menționate în tabelul 4 este redată prin valorile indicate de laureatul premiului Nobel, chimistul L. Pauling [42]; celelalte valori din tabel au făcut obiectul unor comunicări la un simpozion internațional [43].

Diferența dintre valorile corespunzătoare sumei razelor și distanței a atomilor cei mai apropiați (acoperiți în forma *cis*) poate constitui o măsură a acoperirii lor la potențial maxim. Această diferență, de obicei pozitivă, este  $-0,35$  în cazul moleculei  $\text{CH}_3-\text{SiH}_3$  și astfel, explicarea potențialului de rotație internă pornind de la repulsivitatea atomilor și rolul razelor Van der Waals devine incertă. Substituirea unui atom H cu un atom de halogen ridică înălțimea barierei de potențial, dar nu în măsura atribuită diferenței menționate.

Modelele, teoriile și algoritmele concepute pentru a elucida mecanismul potențialului de frînare în procesul rotamerizării au abundat de-a lungul anilor, fără a duce la abordări unitare sau la soluții de satisfacătoare generalitate. Se remarcă, prin simplitatea sa, *modelul electrostatic* imaginat de K a r p l u s și P a r r [44], care demonstrează că forma intercalată este cea mai stabilă și duce la valori autentice atașate, de regulă, barierelor de potențial, cel puțin pentru moleculele  $\text{CH}_3-\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3-\text{SH}_3$ ,  $\text{CH}_3-\text{NH}_2$  și altele, comparabile lor prin substituenți. Teoria modelului electrostatic admite că potențialul este prioritar condiționat de repulsiile electrostatice dintre nucleele atomilor laterali, în timp ce atracția dintre un nucleu și electronii atomilor din grupele contrapuse contribuie puțin la creșterea stabilității în forma *trans*. P i t z e r [45] și alții arată pe baza unor considerente de mecanică cuantică și a unor calcule minuțioase că teoria modelului electrostatic este extrem de simplificată, dacă se ține seama că repulsia reciprocă a electronilor, ca și efectele de polarizare observabile nu pot fi ignorate, în estimarea riguroasă a valorii atașate barierei de potențial.

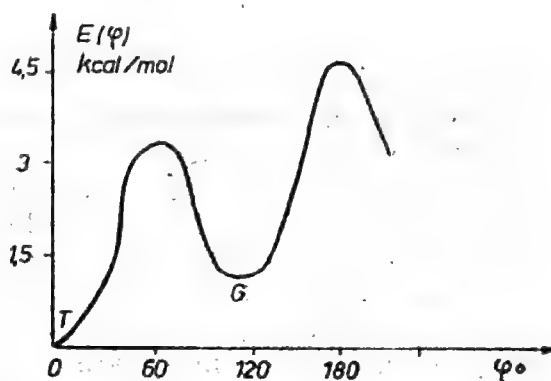
P e d e r s e n și M o r o k u m a [46] consideră că nu poate fi vorba doar de un singur factor influent în evaluarea barierei.

Problema evaluării ponderilor statistice de influență a diferiților factori concurenți la frînarea rotațiilor interne devine, în această conjunctură, deosebit de complicată. Abordarea mecano-cuantică a problemei potențialelor de frînare doar la nivelul unor atomi cu substituenți H se dovedește inoperantă sau neconcludentă în estimarea barierelor din moleculele complexe. Considerarea interacțiunilor orbitalilor și substituenților care condiționează în diverse

conjuncturi potențialul de frinare nu este edificatoare dacă nu se bazează și pe unele date empirice, esențiale în descrierea rotamerizării.

În moleculele cu legături C—C se constată că valorile unghiurilor de rotație în domeniul potențialelor minime sînt preponderente față de cele ale potențialelor de valori maxime.

Fig. 34. Dependența  $E(\varphi)$  în cazul moleculei de *n*-butan.



Interacțiunile necovalente și cele dipolare intervin decisiv în determinarea conformațiilor preferențiale ale moleculelor remarcabile prin legături de tipul P—N, Si—O [47], P—O.

Fiecare moleculă sau legătură se găsește în una sau alta din cele câteva stări de rotamerizare discrete, conform aproximației adecvate teoriei izomerilor de rotație. Fluctuațiile în raport cu aceste stări discrete, care coincid cu potențialele minime, sînt suficient de mici pentru a fi neglijate.

Într-un caz particular, molecula de *n*-butan cu trei stări discrete poate constitui un exemplu, relativ simplu, de evidențiere a ponderilor statistice care caracterizează izomerii de rotație. În figura 34 este redată dependența  $E(\varphi)$  în cazul rotației moleculei de *n*-butan în jurul legăturii C—C. Se remarcă stările concordante formelor *trans* (*T*) și *gauche* ( $G^+$ ) sau ( $G^-$ ); conformațiile *gauche* decurg din forma *trans* prin rotații de aproximativ  $120^\circ$ , la dreapta și la stînga acesteia. Reprezentarea diagramatică este relativ deformată din cauza incompatibilității celor două forme,  $G^+$  și  $G^-$ ; o valoare minimă corespunzătoare formei *G* se constată în această dependență, cînd  $\varphi = 112^\circ$ .

Suma statistică adecvată aproximației procesului de rotamerizare cu trei stări discrete, ale moleculei de *n*-butan, are expresia:

$$z = (1 + g + g), \quad (138)$$

unde

$$g = Q \exp\left(-\frac{E_G}{RT}\right). \quad (139)$$

Se notează cu  $Q$  factorul preexponențial care, în acest caz, este practic egal cu unitatea, dată fiind forma aproape identică a potențialelor minime (a gropilor de potențial), iar  $E_G$  reprezintă energia stării *gauche* în raport cu starea *trans*.

Relația (138), extinsă la cazul general a  $v$  rotameri, devine:

$$z = z_1 + z_2 + \dots + z_v \quad (140)$$

unde  $z_1, z_2, \dots$  sînt așa-numitele *ponderi statistice*, care redau contribuțiile la suma statistică  $z$  a fiecăruia din cei  $v$  izomeri de rotație. Dacă, din considerente practice, se atribuie valoarea 1 contribuției  $z_1$ , iar celelalte ponderi statistice se



raportează la aceasta, atunci se poate deduce că

$$z_\eta = \exp\left(-\frac{E_\eta - E_1}{RT}\right), \quad (141)$$

considerînd că la temperatura  $T$ , starea  $\eta$  este caracterizată de o energie (liberă)  $E_\eta$ .

Pentru lanțurile care prezintă simetrie, izomerii de rotație se consideră obligatoriu simetrici față de  $\varphi = 0$ .

Dacă ponderile statistice ale izomerilor de rotație sînt egale, atunci  $z_\eta = 1$ , pentru toți  $\eta$  de la 1 la  $v$ .

Se mai poate constata, de asemenea, că dacă stările rotamerilor discreți sînt caracterizate de  $\varphi = 0$  sau  $\pm 120^\circ$ , cînd  $\langle \cos \varphi \rangle = 0$ , atunci parametrul  $r$  nu diferă de cel corespunzător lanțului cu rotație internă liberă.

În general, pentru un lanț presupus din legături cu potențiale de rotație internă independente, aproximația de care este apt procesul rotamerizării permite exprimarea sumei statistice proprii conformației globale a lanțului sub forma:

$$Z = \sum_{\{n_\eta\}} \frac{(n-2)!}{n! \dots n_v!} z_1^{n_1} \dots z_v^{n_v}, \quad (142)$$

în care  $n_\eta$  este numărul de izomeri de rotație în starea  $\eta$ ; se observă că sumarea privește setul  $\{n_\eta\} = n_1, n_2, \dots, n_\eta$  și că nu se iau în considerare legăturile extreme ale lanțului principal, prin precizarea că  $\sum n_\eta = n-2$ .

Conform unei teoreme polinomiale, implicată simplu în estimarea sumei  $Z$  în termenii relației (142), se scrie:

$$Z = z^{n-2}. \quad (143)$$

Se demonstrează concordant cu o relație anterioară (125) că fracția legăturilor interne din lanț, care se află în starea  $\eta$ , este:

$$W(\varphi_\eta) = W_\eta = \frac{n_\eta}{n-2} = \frac{z_\eta}{z}. \quad (144)$$

Orice funcție de unghiul  $\varphi$  are, în aceste condiții, o valoare medie care poate fi exprimată, de exemplu, prin relația [17]:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{z} \sum_\eta z_\eta f(\varphi_\eta). \quad (145)$$

Legăturile interne ale unui lanț de polietilenă pot fi considerate, în aproximația făcută, echivalente prin potențialul rotațional cu legătura centrală din molecula de  $n$ -butan. Dacă se admite, pentru simplificare, că izomerii de rotație în acest caz sînt caracterizați de  $\varphi = 0, 120$  și  $-120^\circ$ , ținîndu-se seama de relațiile (138), (139), (141) și (145), atunci parametrul  $\gamma$  poate fi exprimat prin relația:

$$\langle \cos \varphi \rangle = \frac{1}{z} \sum z_\eta \cos \varphi_\eta = \frac{1 - 2(1/2)g}{1 + 2g} = \frac{1 - g}{1 + 2g}. \quad (146)$$

Rezultatele obținute, incluzînd valori teoretice în calculele bazate pe formulele precedente, nu sînt deplin concordante cu datele experimentale, din cauza ignorării altor interdependențe; esențiale în rigidizarea unui lanț de

molecule de genul celor examinate. Sensul rotației în jurul uneia sau alteia dintre legăturile care intră în configurația unei molecule de bază, sau aparțin unor molecule adiacente, poate influența mecanismul descris prin asemenea relații și ca atare, neglijarea sa denaturează rezultatele. Probabilitățile de rotație în același sens, sau în sens contrar, ale unui cuplu de legături nu sînt, de regulă, egale constatîndu-se în această privință că microconformațiile de tip  $G^+G^-$  și  $G^-G^+$  sînt relativ rar posibile.

### 3.4.5. Matricele ponderilor statistice pentru legături interdependente

Admițînd că  $v$  este numărul izomerilor de rotație care caracterizează potențialul rotației interne a legăturii și că lanțul din  $n$  legături are o energie conformațională  $E\{\varphi\}$ , se constată că pentru o corelare edificatoare a factorilor influenți într-o asemenea conjuncție, este necesar să se determine riguros caracterul conformației  $\{\varphi\}$ , condiționat de existența stărilor binare ale cuplurilor de legături adiacente, semnalate mai înainte.

Se recurge, în acest sens, la o modalitate de exprimare a energiei conformaționale totale ca sumă a energiilor cuplurilor de legături adiacente:

$$E\{\varphi\} = E_2 + E_{21} + E_{11} + E_{12} + \dots \quad (147)$$

Indicii termenilor din dreapta relației precedente se succed în acest mod ca urmare a aplicării unor norme de construire a unei scheme numerice din  $n - 2$  elemente obținute din  $v = 2$  izomeri de rotație; în baza unei asemenea scheme auxiliare, în determinarea conformației  $\{\varphi\}$  devine caracteristic un șir de numere:

$$2 \ 1 \ 1 \ 2 \ 1 \ 2 \ 2 \ \dots$$

Dacă se admite că potențialul rotațional al oricărei legături  $i$  date depinde numai de  $\varphi_{i-1}$ ,  $\varphi_i$  și  $\varphi_{i+1}$ , această interdependență a legăturilor exclude interacțiunile la distanță mai mare.

În aceste circumstanțe, se impun subliniate cîteva considerente și precizări; astfel, în legătură cu succesiunea numerelor cu caracter univoc și reflectarea lor în indicii termenilor din relația (147) se menționează că primul indice din cei doi atașați fiecărui termen este identic cu ultimul din indicii termenului precedent. Termenul  $E_2$  fiind primul nu are decît un indice, în timp ce un termen oarecare, al doilea, al treilea etc., are primul indice identic cu ultimul atașat precedentului, iar al doilea indice cu primul din cei doi ai următorului termen.

Semnificația unei asemenea norme de succesiune a termenilor și indicilor atașați lor în relația (147) rezidă în faptul că potențialul de rotație internă al legăturii  $i$  depinde de unghiul  $\varphi_{i+1}$ .

Dacă se consideră  $\eta$  starea legăturii  $i$  și  $\xi$  — starea precedentei, atunci relația (147), pusă sub o formă mai generală, devine:

$$E\{\varphi\} = \sum_{i=2}^{n-1} E_i(\varphi_{i-1}, \varphi_i) = \sum_{i=2}^{n-1} E_{(\xi\eta)i} \quad (148)$$

Energia  $E_{(\xi\eta)i} = E_i(\varphi_{i-1}, \varphi_i)$  trebuie considerată ca o contribuție la energia totală  $E(\varphi)$ , în condițiile impuse de stările  $\xi$  și  $\eta$  ale legăturilor  $i - 1$  și respectiv,  $i$ . Suma se face de la  $i = 2$  pînă la  $n - 1$ , avînd în vedere că primul ei termen este funcție numai de un unghi.



Energia totală se exprimă, de regulă, ca suma termenilor caracterizați fiecare din ei de dependența de o pereche de unghiuri de rotație internă, consecutive.

Potențialul  $E_{(\xi\eta)_i}$  se identifică, în principal, cu un potențial de frinare, propriu legăturii  $i$  și dependent numai de  $\varphi_i$ , așa cum se vede în relația (137); în el sînt incluse și interacțiunile necovalente dependente numai de  $\varphi_i$ , după cum pot fi și cele care depind în același timp de  $\varphi_{i-1}$  și  $\varphi_i$ . Extinderea dependenței la trei unghiuri consecutive și deci considerarea unor interdependențe cu implicarea și a altor legături mai îndepărtate presupune adecvarea configurației stărilor binare.

Ponderea statistică  $z_{\xi\eta}$  corelată cu  $E_{\xi\eta}$  poate fi exprimată analog relațiilor de genul

$$z_{\xi\eta,i} = \exp\left(-\frac{E_{\xi\eta,i}}{RT}\right). \quad (149)$$

Aceste relații pot fi ușor puse sub forma așa-numitelor *matrice ale ponderilor statistice*

$$U_i = [z_{\xi\eta}]_i \quad (150)$$

în care stările ( $\xi$ ) ale legăturii  $i - 1$  indică liniile, iar stările ( $\eta$ ) ale legăturii  $i$  corespund coloanelor. Dacă legăturile lanțului sînt identice se poate renunța la indicele  $i$ .

Din relațiile (148) și (149) rezultă nemijlocit *ponderea statistică a configurației lanțului* dat:

$$\Omega_{\{q\}} = \prod_{i=2}^{n-1} z_{\xi\eta,i}, \quad (151)$$

care poate înlocui ca mărime fundamentală energia  $E_{\xi\eta}$ .

Atît cazurile particulare, cît și generalizarea transcrierii matriceale a ponderilor statistice presupun folosirea unor parametri statistici complementari, meniți să illustreze concordanța, sau discordanța, stărilor legăturilor  $i$  și  $i - 1$ .

Matricea ponderilor statistice, generalizată prin considerarea unor combinații posibile ale stărilor, are forma:

$$U = \begin{bmatrix} 1 & g & g \\ 1 & g' & g'' \\ 1 & g'' & g' \end{bmatrix} \quad (152)$$

unde  $g'$  redă ponderea statistică definitorie pentru legătura  $i$  în una din stările  $G^+$  sau  $G^-$ , cînd legătura  $i - 1$  se află în stare  $G$  de același semn;  $g''$  indică ponderea statistică proprie cazului în care legătura  $i - 1$  se găsește în stare  $G$  de semn contrar stării legăturii  $i$ . Din motive de simetrie, rezultă că  $z_{12} = z_{13}$ ,  $z_{21} = z_{31}$ ,  $z_{22} = z_{33}$ ,  $z_{23} = z_{32}$ . Știind că ponderile statistice și energiile corespunzătoare lor se determină în fiecare etapă cu condiția ca legăturile următoare să se afle în poziție *trans*, rezultă că

$$z_{11} = z_{21} = z_{31}. \quad (153)$$

Matricea (152) conține trei parametri independenți, strict necesari pentru descrierea generală a legăturilor considerate, aflîndu-se în concordanță cu (153).

Analiza modelelor moleculare care presupun un număr mai mare de legături și de stări necesită combinații și extensii matriceale capabile să redea esența interacțiunilor la distanță și să illustreze convingător particularitățile sterice ale subconformațiilor și ponderilor statistice ale acestora în ansamblul conformației de lanț.

Este concludent, din acest punct de vedere, exemplul furnizat de un triplet de legături, obținut prin adăugarea la cuplul examinat mai înainte a legăturii  $i - 2$ . În acest caz, fiecărei legături  $i$  se pot atașa  $v^2$  stări și ordinul matricei ponderilor statistice crește de la  $v \times v$  la  $v^2 \times v^2$ . Extensiile în acest sens devin adesea complicate și inoperante pentru aprofundarea cunoașterii riguroase a stării și comportării fizice proprii sistemului macromolecular real.

Suma statistică conformațională se exprimă în funcție de ponderea statistică a lanțului (151), sub forma generală:

$$Z = \sum_{\{\varphi\}} \Omega_{\{\varphi\}} = \sum_{\{\varphi\}} \prod_{i=2}^{n-1} z_{\xi_i; i}, \quad (154)$$

sumarea făcându-se după toate conformațiile. Pentru lanțuri constituite din mai mult de 20 de legături, efectuarea calculului sumei statistice  $Z(z_{\xi_i; i})$  devine imposibilă, chiar recurgînd la mașini de calcul electronic rapide. Există totuși metode de calcul care permit calcularea sumei  $Z$  pentru lanțuri oricît de lungi, fără ca acestea să ceară eforturi mari.

Știind că ponderea statistică  $\Omega_{\{\varphi\}}$  a conformației  $\{\varphi\}$  determină posibilitatea relativă a realizării acestei conformații, sau frecvența cu care ea se întâlnește în ansamblul statistic al moleculelor în echilibru, se pune problema găsirii probabilității.

Prin definiție, probabilitatea ca molecula să aibă o conformație dată este egală cu raportul dintre ponderea statistică și suma statistică a tuturor conformațiilor posibile; suma conformațiilor implicate este suma statistică conformațională  $Z$  și prin urmare, probabilitatea conformației date se exprimă prin relația:

$$W\{\varphi\} = Z^{-1} \prod_{i=2}^{n-1} z_{\xi_i; i}. \quad (155)$$

Caracterul aprioric al unor probabilități, ca și existența probabilităților condiționate la nivelul legăturilor unui lanț sînt ilustrate specific în diferitele transcrieri matriceale, care conțin distinct și mecanismul ponderilor statistice. În cazul lanțului de lungime finită, probabilitatea condițională depinde de situarea legăturii în raport cu extremitățile, precum și de distanța acestora.

Deși determinarea ponderilor statistice ale moleculelor în lanț amintește un proces Markov, statistica conformațională a macrolanțului nu satisface cerințele unui asemenea proces, susceptibil de alte interpretări. Într-un șir de evenimente care se succed ca într-un lanț Markov, fiecare element este caracterizat de o probabilitate condițională, dată fiind dependența sa de un număr finit de evenimente premergătoare. Influența acestor evenimente este pregnantă, pe cînd aceea a evenimentelor ulterioare evenimentului considerat este nulă.

Legarea și succesiunea tactică a moleculelor de bază sau a substituenților într-un lanț, împreună cu diversele mecanisme de rotamerizare, își găsesc un



suport fizico-matematic deosebit de stimulatív pentru elucidarea interdependențelor cinetico-structurale proprii sistemelor macromoleculare reale.

Modelele și metodele utilizate se dovedesc, în confruntarea și complementaritatea lor, revelatorii și sub raportul evidențierii proprietăților fizice remarcabile la nivelul uneia sau alteia dintre stările de care sînt capabile sistemele polimere.

Statistica conformațională, elaborată și diversificată în termenii relațiilor cantitative jalonate mai înainte, asigură premisele unei prodigioase teoretizări fenomenologice a stării înalt elastice.

## Capitolul IV

# TEORIA FENOMENOLOGICĂ A ELASTICITĂȚII POLIMERILOR ÎNALT ELASTICI

### 4.1. Reprezentări fenomenologice

Cunoașterea și utilizarea însușirilor fizico-mecanice ale materialelor polimerice prezintă un deosebit interes pentru consolidarea conceptelor și reprezentărilor fenomenologice puse la baza teoriilor particulare, concurente în elaborarea unei teorii de ansamblu a elasticității cauciucioase.

Teoria clasică a elasticității, stabilind relații între sollicitarea mecanică și deformațiile mici ale materialelor elastice ordinare, nu poate cuprinde fenomenologia particulară a înaltei deformabilități, proprie sistemelor elastomere. Structura de lanțuri moleculare și caracteristicile fizice ale acestora nu mai presupun doar clasică relație lineară între constrîngerile aplicate și volumul elementar investit cu una sau două proprietăți, introduse prin postulate aferente teoriilor particulare folosite în analiza deformării totale a unei probe de material cu structură obișnuită, supusă acțiunii forțelor aplicate.

Elastomerii naturali, capabili de incomparabile extensibilități, ies primii prin comportarea lor fenomenologică din perimetrul de aplicabilitate al teoriilor limitate doar la deformații mici. Constatarea potrivit căreia deformația produsă unui elastomer natural sau sintetic nu se stabilește la valoarea sa definitivă concomitent cu încheierea acțiunii deformante, ca și observația legată de influența exercitată asupra acestei deformări de sollicitările mecanice anterioare obligă la relații cantitative care depășesc cadrul îngust al teoriei elasticității propriu-zise.

Fenomenele fizico-mecanice și faptele experimentale au venit în întâmpinarea exigențelor elaborării unei infrastructuri teoretice, adaptată stării înalt elastice a unor materiale macromoleculare.

În prezent, teoriile aplicabile comportărilor particulare ale elastomerilor substituie plauzibil teoriile clasice privind deformarea reversibilă, introducînd extensii și parametri noi. Metodele moderne de investigare experimentală, asociate modalităților de analiză și de exprimare matematică riguroasă, devin în acest context definitorii pentru domeniul de aplicabilitate al uneia sau al altora dintre teoriile care avansează parametri semnificativi pentru proprietățile concurente în starea înalt elastică.

În teoria fenomenologică a proprietăților stării înalt elastice, exprimarea matematică adecvată cazului stabilirii instantanee a deformației este explicitată, în relația neliniară tensiune-deformare, printr-o funcție care leagă energia înmagazinată de forțele elastice și de deformația produsă.

Analiza originii moleculare a proprietăților ajută descrierea moleculară a răspunsului rețelei macrolanțurilor la o acțiune deformantă exterioară; ea are la bază teoria termodinamic-statistică a stării înalt elastice, reprezentată caracteristic de parametri cinetico-structurali aflați în semnificative interdependențe fizice cu entropia sistemului elastomer considerat.



#### 4.1.1. Originea elasticității înalte

Conceptul de *înaltă elasticitate* își are originea în constatările făcute la începutul acestui secol, în confruntarea particularităților elastice ale celor mai multe materiale solide deformabile, pe de o parte și a cauciucului natural vulcanizat, de altă parte.

S-a constatat, prin comparație experimentală directă, că materialele solide confruntate cu elastomerii naturali vulcanizați au modulul mediu de alungire de ordinul  $10^{12} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$ , pe când opușii au același modul de ordinul  $10^7 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$ . În timp ce metalele, de exemplu, prezintă, la încercări adecvate, alungiri relative de circa 1%, cauciucul natural este capabil să se manifeste, în aceeași privință, prin valori ce depășesc 600%.

Alungirea și compresibilitatea elastomerilor au la origine particularitățile structural-morfologice ale lanțurilor macromoleculare. După ce Ostwald a încercat, în 1926, să explice elasticitatea cauciucului printr-o structură de globule micelare încorporate în izopren, peste câțiva ani Fickentscher și Mark [48] se apropie mai mult de adevăr, propunând să se ia în considerație masa moleculară ridicată a materialelor de tip cauciucos. În interpretarea lor, lanțurile macromoleculare aveau în stare de echilibru o formă spiralată, care le permitea să se întindă ca niște resoarte sub acțiunea unor forțe externe, revenind la starea inițială după încetarea acțiunii deformante datorită forțelor reziduale de atracție dintre inelele spiralei moleculare. În anul 1934, E. Mark [49] atribuia moleculelor de poliizopren în stare normală o configurație repliată, menținută de forțe interatomice și capabilă de o extensibilitate ce putea atinge circa 300%; prin efecte de orientare, macrolanțurile puteau să mai adauge încă pe atîta la extensibilitatea proprie. Modelul acesta face loc și ideii de dezordine, odată cu admiterea replierii neregulate a macrolanțurilor.

Dezvoltarea studiilor referitoare la fibrele musculare, la firele de mătase, la produsele de sinteză ca policloroprenul, poliizobutilena, polimetilsiloxanii sau copolimerii butadien-stirenici au dus la concluzia că elasticitatea înaltă nu este o stare proprie numai poliizoprenului. Deformabilitatea carbocatenelor principale, repulsia macrolanțurilor învecinate, contorsionarea conformațională și mișcarea microbrowniană constituie resursele principale ale extensibilității sau compresibilității macroscopice. Rotamerizarea și tendința spre forma de ghem statistic a macrolanțului apar și ele ca surse potențiale de înaltă elasticitate. E. Karrer [50] considera că elasticitatea mușchilor poate fi explicată prin contorsionarea conformației biomacromoleculare, ca urmare a rotațiilor libere în jurul legăturilor dintre atomii de carbon.

Așadar, la originea stării înalt elastice se află indispensabil condițiile care impun conformația de lanț, rotamerizarea, reticularea slabă, dezordinea relativă a entităților structurale fundamentale sau caracterul cinetic al entropiei sistemului elastomer.

#### 4.1.2. Elasticitatea înaltă

Se știe că *elasticitatea* este însușirea unui corp solid de a-și relua forma anterioară deformării sale, odată cu încetarea acțiunii deformante. O asemenea comportare se atribuie solidului elastic ideal și se subordonează binecunoscutei legi a lui Hooke, exprimată simplu sub forma

$$\tau = \delta \gamma \quad (156)$$

unde  $\tau$  reprezintă acțiunea deformatantă sau efortul unitar, iar  $\gamma$  este deformarea produsă;  $\mathcal{E}$  ilustrează natura materialului elastic și intervine ca un coeficient de proporționalitate între mărimile legic angajate, numindu-se *modul de elasticitate* sau *modulul lui Young*.

Deformabilitatea solidelor poate fi redată distinct, sau combinat, prin trei tipuri particulare de deformare simplă, așa cum sînt ilustrate acestea în figura 35. Aceste tipuri reprezintă: alungirea simplă (a), compresiunea volumică (b) și forfecarea simplă (c).

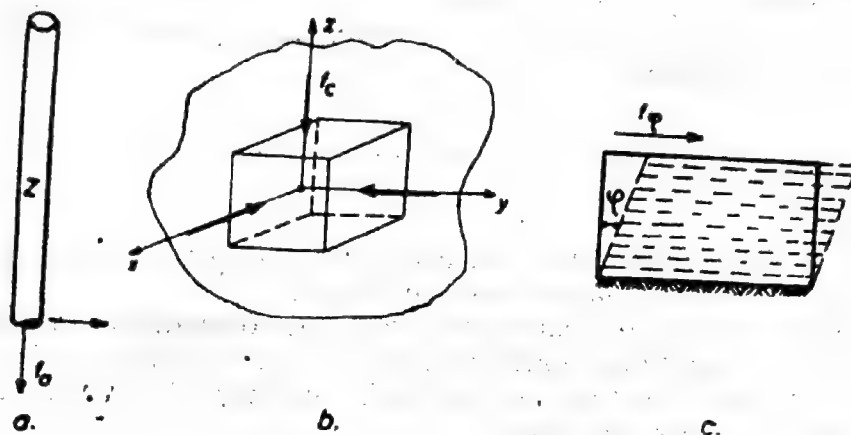


Fig. 35. Deformații simple :

a — alungire, b — comprimare, c — forfecare.

Deformarea denumită *alungire simplă* se produce ca urmare a acțiunii unei forțe  $f$ , de exemplu, asupra unui fir de oțel de lungime  $l_0$  și de secțiune transversală  $a_0$ ; se ajunge astfel la o lungime  $l > l_0$ , observîndu-se în acest sens necesitatea introducerii primelor mărimi definitorii pentru acest tip de deformare. *Alungirea absolută*  $\Delta l = l - l_0$ , ca și *alungirea relativă*  $\Delta l/l_0$  (%) sînt de fapt criterii primare ale extensibilității firului solicitat. În timp ce un fir de oțel cu  $l_0 = 100$  mm și  $a_0 = 1$  mm<sup>2</sup> se alungește cu 1 mm sub acțiunea unei forțe  $f$  relativ mare, un alt fir, dar din cauciuc, în aceleași condiții atinge o lungime  $l$  de circa 600 mm, demonstrînd o extensibilitate  $\Delta l/l_0 \approx 500\%$ . Materialele celor două specimene, testate relativ simplu, ca în exemplul dat, au module de elasticitate net diferite; astfel, oțelul are  $\mathcal{E} = 20\,000 - 22\,000$  kgf/mm<sup>2</sup>, pe cînd cauciucul, doar 0,02 kgf/mm<sup>2</sup>. Conform definiției modulului lui Young ca efort unitar capabil să dubleze lungimea unei epruvete, se deduce ușor că firul de cauciuc ajunge la lungimea  $l = 2 l_0$  sub acțiunea unei forțe de întindere  $f = 0,02$  kgf. Admițînd că ar fi posibilă și dublarea lungimii firului de oțel considerat, forța de alungire ar trebui să fie mai mare decît în cazul cauciucului, de circa  $10^6$  ori.

Și sub raportul compresibilității volumice, elastomerii manifestă particularități care permit compararea lor cu un gaz. Se știe că modulul de elasticitate al unui gaz este de 0,01 kgf/mm<sup>2</sup>, fiind deci de același ordin de mărime cu al unui elastomer.

*Comprimiunea volumică* a unui elastomer este descrisă în aceiași termeni, consacrați deja pentru solidul elastic de tip Hooke. Astfel, se poate considera echivalentă cu o comprimare unidimensională, contractarea care se produce transversal în cazul întinderii unei bare rigide elastice, de lungime  $l_0 = z$  și de



secțiune de formă pătratică,  $x^2$ . În acest caz, *coeficientul lui Poisson* pentru un solid hookean,

$$\sigma = \left| \frac{\epsilon_{lat}}{\epsilon_{long}} \right| \quad (157)$$

servește ca o măsură a comprimării laterale  $\epsilon_{lat}$  care însoțește alungirea barei  $\epsilon_{long}$ . Dacă secțiunea barei are latura  $x$ , atunci ea se reduce cu  $\Delta x$ , în timp ce lungimea  $z$  a aceleiași bare crește cu  $\Delta z$  prin întinderea datorită forței  $f$ , sau efortului unitar  $f/x^2$ . Comprimarea laterală, în aceste condiții, se exprimă prin relația:

$$\Delta x = -\sigma \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{f}{a_0} x \quad (158)$$

unde  $\mathcal{E}$  și  $a_0$  au semnificațiile din exemplul dat pentru a ilustra legea lui Hooke;  $a_0$  se identifică, la contractare, cu  $x^2$ .

Deformarea suferită de bară este însoțită de o modificare a volumului ei inițial  $V_0 = zx^2$ ; volumul modificat este  $V = (x - \Delta x)^2 (z + \Delta z)$  sau, după calcule și renunțarea la termenii de ordin superior, dat fiind că  $\Delta x$  și  $\Delta z$  sînt mici față de  $x$  și  $z$ , se scrie:

$$V = V_0 \left( 1 - \frac{2\sigma}{\mathcal{E}} \frac{f}{a_0} + \frac{f}{\mathcal{E} a_0} \right), \quad (159)$$

avîndu-se în vedere expresia mărimii  $\Delta x$  din relația (158).

Dat fiind că  $V = V_0 + \Delta V$ , substituind în (159), se obține:

$$\Delta V = V_0 (1 - 2\sigma) \frac{f}{\mathcal{E} a_0} \quad (160)$$

care pusă sub forma

$$\frac{\Delta V}{V_0} = (1 - 2\sigma) \frac{f}{\mathcal{E} a_0}$$

indică variația relativă a volumului probei alungite [51].

Cînd forța  $f$  duce la o comprimare a probei date, deformarea respectivă este descrisă de relația (158), unde semnul minus indică descreșterea dimensiunii  $z$ , ca și o eventuală micșorare a volumului la comprimare puternică.

Experiența demonstrează că la alungirea simplă a unei probe capabile de elasticitate hookeană,  $\Delta V \geq 0$ , adică  $(1 - 2\sigma) \geq 0$  și astfel:

$$0 \leq \sigma \leq \frac{1}{2} \quad (161)$$

Totuși, cea mai simplă deformare este *forfecarea*, reprezentată schematic în figura 35 c și concretizată de o alunecare a straturilor în direcția forței tangențiale  $f_\phi$ , aplicată probei paralelipipedice, de exemplu, fixată pe un suport. Fețele laterale ajung astfel să facă un unghi  $\phi$  cu planul perpendicular

pe suportul orizontal, ca urmare a alunecării descrescînde spre suport a straturilor imaginate în solidul supus acțiunii deformante a forței tangențiale la suprafața paralelipipedului considerat. Deformarea de forfecare  $\delta_\varphi$  la  $V = \text{ct.}$  depinde în anumite limite de tangenta unghiului  $\varphi$ ; pentru unghiuri  $\varphi$  mici, se constată experimental proporționalitatea dintre acestea și tensiunile de forfecare  $\tau_\varphi$ , generate în proba supusă deformării de forfecare; dacă se observă că  $\varphi$  constituie o măsură a acestei deformări reversibile, prin analogie cu legea lui Hooke, se poate scrie:

$$\tau_\varphi = G_\varphi \delta_\varphi = G_\varphi \operatorname{tg} \varphi \simeq G_\varphi \cdot \varphi \quad (162)$$

unde  $G_\varphi$  reprezintă, corespunzător, *modulul de forfecare*, sau modulul rigidității, intervenind ca o constantă de material.

O relație cu caracter empiric, interesantă prin raportarea forței  $f_\varphi$  la aria  $a_0$  supusă acțiunii tangențiale a acesteia, poate fi formulată prin:

$$\varphi = \frac{f_\varphi}{G_\varphi a_0} \quad (163)$$

Mărimea  $1/G_\varphi$  are pentru elastomeri semnificația unui coeficient de forfecare similar complianței  $1/\mathcal{E}$ , sau coeficientului de elasticitate din legea lui Hooke; se impune astfel importanta concluzie în concordanță cu care *elasticitatea înaltă se subordonează legii lui Hooke, valabilă pentru deformările de forfecare* (162) și nu pentru cele de alungire. Cu alte cuvinte, între forța aplicată și deformația produsă unui elastomer nu poate exista o relație lineară, ca în cazul solidului hookeean. Abaterile de la legea lui Hooke se datoresc faptului că deformațiile elastomerilor sînt foarte mari, chiar la solicitări relativ mici. Alungirea relativă de maximum 1% a unui material cauciucos poate fi considerată hookeeană. Extensibilitatea înaltă a elastomerilor, definită cu ajutorul raportului de alungire  $l/l_0 = \lambda > 1$ , are nevoie și de un al doilea parametru pentru a contribui concludent la descrierea stării de deformare, caracterizată concomitent și de micșorarea dimensiunilor transversale; acest parametru este coeficientul lui Poisson  $\sigma$ . Deformarea rețelei elastomere și scindarea unor punți transversale nu afectează caracterul izocor al deformației sistemului macromolecular. Volumul materialului deformat este menținut de forțele intermoleculare, ca în cazul oricărui mediu continuu, deformabil, cu structură micromoleculară.

Aplicarea unor forțe normale pe fețele unei probe elastomere, de formă cubică, poate fi echivalată în acest exemplu simplu, cu exercitarea unei presiuni hidrostatice al cărei efect imediat constă în reducerea volumului probei uniform comprimate. Într-o asemenea stare particulară, elastomerul își aglomerează macromoleculele devenind un cub mai mic. Descreșterea în volum pe unitatea de volum, adică  $-\Delta V/V$ , datorită presiunilor  $p$  ce se exercită pe fiecare față a cubului este caracterizată tipic de *modulul comprimării volumice uniforme*, sau modulul volumic (*bulk modulus*)

$$B = - \frac{p}{\Delta V/V} \quad (164)$$

În general, se știe că dacă asupra unui corp acționează un sistem de forțe care îl comprimă fără a-l deplasa, deformarea produsă depinde de natura corpului și de intensitatea forțelor deformante. Se mai știe, de asemenea, că



forțele pot fi descompuse în: componente normale la suprafața corpului, responsabile de comprimare și componente tangențiale la suprafață, capabile să asocieze concomitent comprimării și o deformare de forfecare sau de alunecare. Presiunea  $p = f/a_0$  caracterizează astfel acțiunea sistemului de forțe, regăsită în sistem prin tensiunea mecanică provocată la nivelul entităților structurale. Considerentele anterioare justifică distincția obligatorie dintre tensiunea normală și tensiunea tangențială.

Pentru presiuni nu prea mari, variația volumului corpului este

$$\Delta V = \beta V_0 p, \quad (165)$$

unde  $\beta$  reprezintă așa-numita *compresibilitate* a materialului comprimat. Relația (165) poate fi considerată ca o formă mai generală a legii lui Hooke. Inversa compresibilității, adică  $1/\beta$ , constituie *modulul de compresibilitate*  $B$ .

Asemănător relațiilor (158) și (164) se poate deduce din (165) relația:

$$\Delta V = \frac{1}{B} \frac{f}{a_0} V_0. \quad (166)$$

Constantele de material  $\mathcal{E}$ ,  $\sigma$ ,  $G_\phi$  și  $B$ , remarcate în studiul deformării elastice a mediilor izotrope, se află într-o anumită interdependență, dovedită experimental și relevată prin relații consacrate ca:

$$\mathcal{E}/2 G_\phi = 1 + \sigma \quad (167)$$

și

$$B = \mathcal{E}/3 (1 - 2\sigma). \quad (168)$$

Pentru solidele cu  $\sigma = 1/2$  se constată că

$$\mathcal{E} = 3 G_\phi. \quad (169)$$

Valorile modulelor  $\mathcal{E}$  și  $G_\phi$  sînt constante și descriu complet natura materialelor care satisfac, prin dependența  $\tau(\delta)$ , ecuațiile (156) și (162). Reprezentările grafice decurgînd din asemenea dependențe se reduc la drepte care trec prin originea sistemului de axe.

Interdependențele de acest gen sînt mai complicate în cazul sistemelor anizotrope, dat fiind că acestea comportă mai multe constante de material decît cele patru semnalate și corelate mai înainte.

Combinarea celor trei tipuri de deformări simple în limitele elasticității clasice, ca de exemplu, flexiunea sau îndoirea unor fibre, fire, benzi, bare, tije etc., ori torsiunea sau răsucirea diverselor materiale elastice complică abordarea teoretică destinată elucidării interdependențelor presupuse de concomitența deformărilor de alungire și comprimare sau de forfecare și alungire, manifeste într-unul sau altul din solidele supuse deformărilor complexe.

*Flexiunea* este o deformare complexă, rezultată din combinarea deformărilor simple de întindere și de comprimare. Implicațiile ei la scara structurilor macromoleculare apte de înaltă elasticitate largesc mult cadrul îngust al elasticității hookeene.

*Răsucirea* sau *torsiunea* unui fir, a unui filament sau chiar a unui macrolanț poate fi considerată, de asemenea, o deformare complexă, subordonată în anumite limite unei legi de tip Hooke

$$f = -Kx \quad (170)$$

care stipulează proporționalitatea dintre  $f$ , ca forță elastică de reacție dezvoltată în sistemul supus deformării și deformarea  $x$ ;  $K$  este constanta elastică adaptată particularităților fizico-structurale și stereochemice ale entităților constitutive de ordin micro- sau macromolecular. Flexibilitatea unui macrolanț sau chiar elasticitatea unei conformații elicoidale, contorsionarea sau, respectiv, repulsivitatea elastică a unor motive inelare comprimate pot reproduce, la scară microscopică, în anumite conjuncturi stereostructurale, caracterele hookeene ale elasticității macroscopice.

Evident că similitudinile de acest gen sînt strict delimitate de caracterul nelinear al dependenței  $\tau(\delta)$ , adaptată unor microdeformații generatoare de înaltă elasticitate. Modelul moleculei elastice poate aduce totuși o contribuție la elucidarea teoretică a mecanismelor intime proprii stării macroscopice înalt elastice.

Considerentele promovate de întrepătrunderea inerentă a mecanismelor fizico-structurale proprii atât elasticității hookeene, cât și elasticității cauciucoase stau la baza examinării și corelării particularităților concurente în descrierea stărilor comportamentale ale elastomerilor. Înscrierea unei relații privind deformabilitatea unui solid elastic sau a unui polimer înalt elastic intervin obligatoriu *constantele de material*, care au menirea de a introduce adesea tacit particularitățile fizico-structurale sau caracterele cinetico-moleculare ale entităților fundamentale identificate sumar cu natura materialului, reacția sau răspunsul acestuia la acțiunea deformantă. Din acest punct de vedere, trebuie menționat că torsiunea unei tije de oțel sau de vulcanit în anumite limite hookeene poate fi descrisă, cantitativ, printr-o relație clasică de forma:

$$2fr = -D\alpha \quad (171)$$

ținîndu-se seama de faptul că un cuplu de forțe cu momentul  $2fr$  este contracarat de cuplul dezvoltat de tija cu diametrul secțiunii  $2r$ ; cuplul de răspuns al tije fixate la un capăt este proporțional cu unghiul de torsiune  $\alpha$ . Factorul de proporționalitate  $D$ , numit și *modul de torsiune*, conține o serie de informații încorporate în valoarea despre care se afirmă, uzual, că este o constantă de material. Așadar, dacă se constată că  $D$  are valori diferite pentru oțel și pentru vulcanit, în condiții identice de torsionare a tijelor cu geometrie identică, atunci trebuie să se admită că răspunsurile celor două materiale diferă ca urmare a specificității lor fizico-structurale. De fapt,  $D = D(G_\varphi)$ , după cum rezultă din formula empirică:

$$D = \frac{\pi}{2} \frac{r^4}{l} G_\varphi, \quad (172)$$

în care  $r$  este raza tije răsucite,  $l$  lungimea ei, iar  $G_\varphi$  modulul de forfecare, sau de alunecare al materialului.

Elasticitatea elastomerilor comportă, în sensul analizei de mai înainte, corelarea particularităților și parametrilor conformaționali pe baza teoriilor cantitative ale parametrilor macroscopici  $\tau$ ,  $\delta$  și temperaturii  $T$ .



Condițiile și caracteristicile elasticității cauciucoase pot fi rezumate în termenii următori:

- deformarea elastomerului se produce rapid și fără pierderi importante de energie sub formă de căldură;
- raportul extensibilității atinge valori între 5 și 10;
- revenirea la forma și dimensiunile originale se face instantaneu, la încetarea acțiunii deformante;
- structura de lanțuri flexibile și interacțiile moleculare slabe sînt cele mai favorabile stării înalt elastice;
- ordonabilitatea structurală redusă asigură mobilitatea segmentală propice elasticității polimerilor înalt elastici;
- reversibilitatea și rapiditatea manifestării acestora sînt facilitate de existența unei rețiculi adecvate;
- deformarea este, de regulă, considerată afină, admițîndu-se că fiecare element de volum se deformează în același fel;
- modulul de elasticitate tinde să crească odată cu creșterea temperaturii  $T$ ;
- la alungiri mari, variază atât entropia cît și energia internă care determină, în unele cazuri, efectul termic al cristalizării;
- la formarea rețelei cristaline în cauciucul real se modifică substanțial natura deformăției, predominant energetică prin efectele ei.

#### 4.2. Particularități și legități în deformabilitatea elastomerilor

Elasticitatea pură, caracteristică solidelor hookeene, decurge din deformabilitatea microstructurii atomo-moleculare, amplificată, în cazul elastomerilor, de modificarea formei macromoleculelor.

Deformarea unghiurilor de valență și a legăturilor interatomice este relativ mică, fiind din punct de vedere termodinamic un proces legat doar de variația energiei interne la deformare.

În cazul polimerilor înalt elastici, deformabilitatea are o natură entropică determinantă pentru reliefaarea unor particularități ca: alungirea de sute de procente, efecte termice pozitive la deformare, creșterea modulului  $E$  cu temperatura etc.

Distincția care se impune de la o anumită limită de solicitare mecanică între particularitățile manifeste ale elasticității pure și ale deformăției înalt elastice nu poate fi redusă la aserțiunea simplistă potrivit căreia elasticitatea înaltă ar putea fi considerată, sau modelată, ca elasticitate de tip Hooke, complicată de procese elementare de ordinul frecării interne. Deformația înalt elastică are particularitățile și legitățile ei proprii, putînd fi tratată desine-stătător ca și elasticitatea clasică sau ca deformarea plastică.

Legitățile care guvernează mișcarea segmentală, sau rotamerizarea restrictivă, sînt incompatibile cu combinarea mecanică a proceselor elementare responsabile specific de elasticitatea sau plasticitatea sistemelor macroscopice. Nu se poate totuși ignora constatarea conform căreia starea înalt elastică, la deformări mari, reunește și elemente de elasticitate pură și de plasticitate, în condițiile revenirii lente la starea originală. Dealtfel, la alungiri mari, datele teoretice și experimentale pentru cauciucul natural nu mai sînt în deplină concordanță, așa cum se constată la compresiuni și la alungiri relativ mici (fig. 36) [52].

Deformația înalt elastică este într-un anumit sens afectată de caracterul elastic conformațional și de retardarea sesizabilă în efectul de histerezis al unui ciclu solicitare-relaxare, caracteristic în încercările privind deformabilitatea cauciucului natural nevulcanizat sau vulcanizat (fig. 37) [53]. Repetarea unui ciclu deformare-relaxare arată, în cazul cauciucului nevulcanizat, micșorarea tensiunilor și a energiei absorbite la deformare, în comparație cu primul ciclu.

Încorporarea în cauciucul vulcanizat de tip SBR (*styrene-butadiene-rubber*) necristalizabil a negrului de fum, ca ranforsant, duce la creșterea rapidă a tensiunilor cu alungirea. Elastomerii cristalizabili, cum sînt cauciucul natural vulcanizat și cauciucurile butilice ranforsate cu negru de fum, devin capabile să mențină tensiuni ridicate pînă la alungiri relative de 800% [54]. Cristalizarea este indusă prin orientarea macrolanțurilor care se produce ca urmare a creșterii alungirii, atîngînd chiar 80%. Elastomerul SBR ranforsat are o comportare deformațională asemănătoare cauciucului natural vulcanizat și armat cu particule de negru de fum, care apar ca o rețea de puncte fixe relativ slabe, alături de rețeaua punților transversale covalente [55].

În general, *elastomerul real*, spre deosebire de *modelul cauciucului ideal*, prezintă limite de deformabilitate și particularități de elasticitate și de rezistență mecanică, dependente nu numai de natura materialului, ci și de tratamentele mecanice, termice sau termomecanice, anterioare uneia sau altele dintre utilizările date.

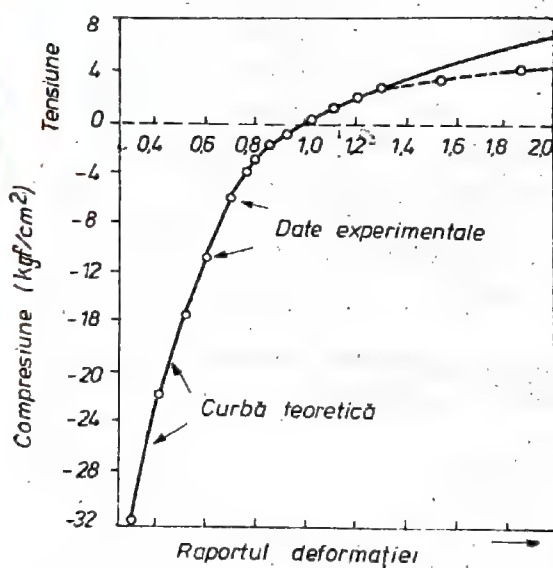


Fig. 36. Dependenta tensiune-deformație la comprimarea și alungirea cauciucului natural cu 8% sulf la 20°C [52].

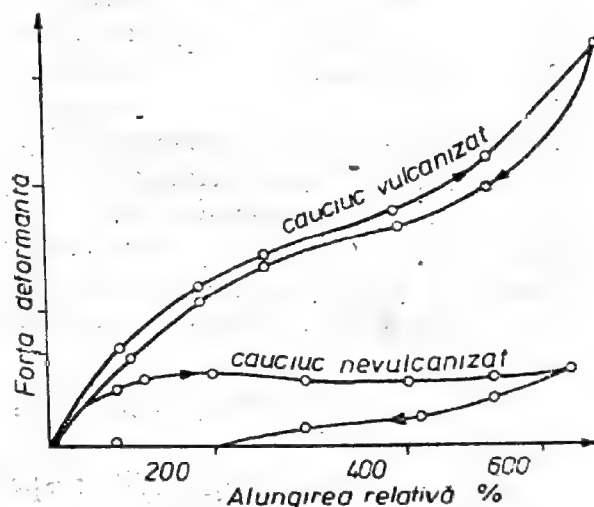


Fig. 37. Curbe tensiune-deformație cu efect histerezis.

#### 4.2.1. Modelul cauciucului ideal

De regulă, raportarea particularităților de deformare și de răspuns la acțiunile deformante se face luînd ca model așa-zisul *cauciuc ideal*. Caracteristica primordială a cauciucului ideal, ca model de corp capabil să suporte deformații foarte mari, constă în conservarea volumului la tensiuni mecanice relativ mici.

Alungirea simplă a cauciucului ideal este redată tipic de o curbă tensiune-deformație, de alura celei din figura 38.



În prima parte a acestei curbe, dependența tensiunii de alungiri mici este subordonată legii lui Hooke (I). Cea de-a doua parte (II) ilustrează domeniul deformației înalt elastice în care tensiunile mici produc deformații mari. Domeniul următor (III) este caracterizat de importante modificări structurale, deși deformația este puțin sesizabilă în raport cu creșterea tensiunii mecanice.

Cauciucul ideal este creditat cu însușiri conformaționale care se corelează prin legități simple, pendinte de proprietățile macromoleculei individuale; legile deformabilității înalt elastice sînt complicate — în cazul cauciucului real — și de particularitățile de deformare ale formațiunilor supramoleculare.

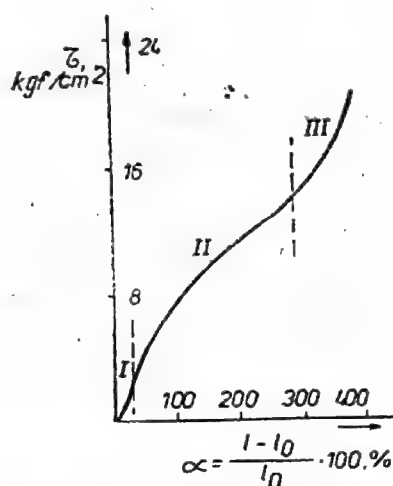


Fig. 38. Alungirea simplă a cauciucului ideal.

Modelul matematic atașat cauciucului ideal comportă matematizarea proprietăților deformaționale, adică stabilirea unor relații care să reunească logic diferiții parametri de care depind deformațiile, tensiunile, vitezele și accelerațiile lor, timpul, temperatura, intensitatea acțiunii unor câmpuri externe etc. Modelul de calcul trebuie să reflecte proprietățile principale ale materialului real, iar relațiile matematice să conțină parametri esențiali.

Un asemenea model se poate dispensa de accesoriile de tip resort sau cilindru cu piston ale modelelor Kelvin, Maxwell etc., dacă se bazează pe un sistem închis de ecuații care determină dependența de parametrii solicitării a stării subordonate interdependențelor tensiune-deformație și temperatură-timp. Ecuațiile de stare, avînd un algoritm de rezolvare, tre-

buie să conțină șase componente ale tensorului deformație, șase componente ale tensorului tensiune, timpul, temperatura, derivatele în raport cu timpul, sau cu temperatura, ale deformației și tensiunii și coeficienți de material, independenți de variabilele menționate.

Ecuația de stare, condiționată de interdependențele arătate, poate fi redată neexplicit recurgînd la o funcțională de forma:

$$\Phi(\delta_{ij}, \tau_{kl}, T, t, a_{ijkl\dots st}) = 0. \quad (173)$$

Avînd în vedere deformațiile respective, funcționala (173) se scrie ca un sistem de șase funcționale:

$$\delta_{ij} = \Phi_{ij}(\tau_{kl}, T, t, a_{ijkl\dots st}), \quad i, j, k, l, \dots = 1, 2, 3.$$

Scrierea concretă a acestui sistem de funcționale trebuie să corespundă tuturor legităților fenomenologice cunoscute și în primul rînd, legilor termodinamicii.

Lucrul forțelor deformante nu se transformă numai în energie cinetică și în energie potențială elastică, ci se consumă și în restructurări și modificări structurale, tranziții de fază etc.

Dacă se admite că în procesul deformării, componentele deformației variază infinitezimal cu  $d\delta_{ij}$ , se poate demonstra că lucrul forțelor elastice

$\tau_{ij}$ , care acționează, de exemplu, de-a lungul unei direcții convenabil alese în raport cu geometria probei, este:

$$d\mathcal{L} = \tau_{ij} d\delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3; \quad (174)$$

sau în transcrierea matriceală:

$$d\mathcal{L} = \tau_i d\delta_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, 6. \quad (175)$$

În cazul unei deformări reversibile la  $T = \text{const.}$ , lucrul efectuat este regăsit ca energie potențială specifică:

$$d\mathcal{L} = dE_p. \quad (176)$$

În virtutea legii lui Hooke, exprimată sub forma [56]

$$\tau_i = A_{ij} \delta_j, \quad (177)$$

unde  $A_{ij}$  sînt constantele elastice, relația (175) se scrie:

$$dE_p = A_{ij} \delta_j d\delta_i. \quad (178)$$

Din diferențiala totală a funcției  $E_p$ ,

$$dE_p = \frac{\partial E_p}{\partial \delta_i} d\delta_i, \quad (179)$$

se deduce:

$$\frac{\partial E_p}{\partial \delta_i} = A_{ij} \delta_j. \quad (180)$$

Diferențiind încă o dată după  $\delta_j$  se obține:

$$\frac{\partial^2 E_p}{\partial \delta_i \partial \delta_j} = A_{ij}. \quad (181)$$

Se ajunge la concluzia că

$$A_{ij} = A_{ji}. \quad (182)$$

observînd că  $E_p$  este o funcție de  $\delta_i$ , iar derivatele parțiale mixte de ordinul doi trebuie să fie identice.

Integrarea ecuației (178) duce la o expresie uzuală pentru energia potențială :

$$E_p = \frac{1}{2} A_{ij} \delta_i \delta_j. \quad (183)$$



echivalentă cu

$$E_p = \frac{1}{2} \tau_i \delta_i, \quad i = 1, 2, \dots, 6, \quad (184)$$

sau

$$E_p = \frac{1}{2} \tau_{ij} \delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (185)$$

Energia potențială  $E_p$  nu depinde de direcția axelor de coordonate, în cazul unui sistem izotrop. Caracterul amorf al structurii de lanțuri și elasticitatea conformațională pot fi atribuite favorabile abordării tensoriale a deformabilității modelului idealizat.

#### 4.2.2. Efectele reticulării

Se definește ca *rețea*, sau *latice*, un ansamblu de lanțuri dintr-o structură macromoleculară, legate unul de altul în diverse puncte astfel încât întreaga lor masă să constituie o formațiune moleculară, remarcabilă prin influențele exercitate asupra proprietăților macroscopice ale sistemului considerat. Distribuția punctelor de legătură sau a punților transversale (*cross-links*) este întîmplătoare în sistemul reticulat tridimensional.

Procedeele clasice al reticulării, descoperite în prima jumătate a secolului trecut de G o o d y e a r și independent, de H a n c o c k, care au realizat pentru prima dată vulcanizarea cauciucului natural, rezidă de fapt în încorporarea sulfurii în masa cauciucului crud. Condițiile vulcanizării presupun încălzirea unui amestec de cauciuc crud și de pudră de sulf la temperatura de 130°C, astfel încât sulfurii să difuzeze prin amestecare în masa de cauciuc. Se ajunge astfel la o anumită asociere a atomilor de sulf cu moleculele cauciucului, mai exact la formarea punților covalente ( $-S-S-$ ) între lanțurile poliizoprenice. Asemenea reticulări, sau vulcanizări, se pot produce pe diverse căi, dependente de proprietățile chimice ale polimerului susceptibil de modificări structurale de acest gen, ca și de natura factorilor reticulanti (formaldehida, tereftalaldehida, dicumul peroxidul, *p*-benzochinona, radiațiile  $Co^{60}$ ).

Legăturile covalente transversale transmit tensiunile de la lanț la lanț și conferă totodată sistemului o anumită rigiditate care îl face rezistent la curgere. Fiecărui nod de rețea îi revin cîte patru lanțuri elementare; se definește ca *lanț elementar* porțiunea cuprinsă între două legături consecutive.

O rețea din  $n_L$  macrolanțuri conține  $n_l$  lanțuri elementare, determinate de prezența în structura ei a  $n_p$  legături transversale. Se deduce ușor că numărul punților  $n_p$  determină aproximativ un număr dublu de lanțuri elementare, adică  $n_l \simeq 2n_p$ .

În asemenea estimări devine semnificativ numărul  $2n_L$  al capetelor celor  $n_L$  lanțuri macromoleculare, observînd că acestea au o anumită autonomie în raport cu lanțurile elementare, fiind inapte de participare efectivă la transmiterea tensiunilor elastice în rețea.

Starea și caracterizarea unei rețele de lanțuri macromoleculare comportă interpretări termodinamic-statistice, menite să contribuie la elucidarea aspectelor tipice ale înaltei elasticități.

Teoriile statistice țin seama în dezvoltarea lor de efectele reticulării și de întrepătrunderea acestora cu efecte de altă natură. Exprimarea integralei conformației de rețea în concordanță cu expresiile adaptate reticulării,

începînd cu distanța dintre extremitățile lanțului, distribuția entităților repetabile, sumele statistice subordonate integralei definitorii pentru rețeaua reală, constituie, în contextul parametrilor  $n_i, n_p$  etc., o problemă teoretico-empirică deosebit de complexă. Teoriile și metodele destinate acestui scop sînt prin unele concluzii și rezultate controversate.

Teoria elaborată în acest sens de Wall (1943), Kuhn și Grun (1946), Hermans (1947), Flory și Wall (1951), cunoscută în literatură de specialitate ca teoria FWKH, se dovedește mai cuprinzătoare prin generalitatea rezultatelor ei, dealtfel comparabile cu rezultatele decurgînd din aplicarea teoriei lui James și Guth (1943).

Integrala conformațională a rețelei din lanțuri cu parametrul  $r_i$  specificat se exprimă simplu prin produsul integralelor conformaționale ale lanțului individual:

$$Z_R^{(0)} = \prod_i Z_{r_i}^{n_i^{(0)}} \quad (186)$$

unde  $n_i^{(0)}$  este numărul lanțurilor de  $r_i$  dat, iar  $Z_{r_i}$  se exprimă ținînd seama de integrala conformațională a lanțului de lungime dată, cînd, conform (130),

$$W_0(\vec{r}) d\vec{r} = Z_r d\vec{r}/Z$$

și

$$W_0(\vec{r}) = \left( \frac{3}{2\pi \langle r^2 \rangle_0} \right)^{3/2} \cdot \exp(-3r^2/2 \langle r^2 \rangle_0), \quad (187)$$

încît, în aproximația gaussiană, devine [57]:

$$Z_{r_i} = Z \left( \frac{3}{2\pi \langle r^2 \rangle_0} \right)^{3/2} \exp(-3r_i^2/2 \langle r^2 \rangle_0). \quad (188)$$

Deși este greu de precizat care lanțuri au  $r_i$  dat, se consideră totuși că toate rețelele posibile se subordonează integralei conformaționale. Numărul modurilor de distribuire a lanțurilor între subgrupele  $n_i^{(0)}$  este

$$n_{md} = n_i! / \prod_i n_i^{(0)!}, \quad (189)$$

notînd cu  $n_i$  numărul lanțurilor care pot forma subgrupele.

Dacă se include expresia numărului modurilor de distribuție din (189) în relația (186) se obține integrala conformațională

$$Z_R^0 = n_i! \frac{\prod_i Z_{r_i}^{n_i^{(0)}}}{\prod_i n_i^{(0)!}} = Z^{n_i} n_i! \frac{\prod_i W_0(r_i)^{n_i^{(0)}}}{\prod_i n_i^{(0)!}} \quad (190)$$

unde

$$n_i = \sum n_i W(r_i), \quad (191)$$

iar

$$n_i^{(0)} = \sum n_i W_0(r_i). \quad (192)$$



În stare perturbată, când rețeaua este supusă unei deformări și se produce o redistribuire a vectorilor  $\vec{r}_i$ , se impune o nouă integrală conformatională:

$$Z_R = Z^{\sum n_i} \cdot (\sum n_i)! \frac{\prod W_0(r_i)^{n_i}}{\prod n_i!} \quad (193)$$

Efectul densității de reticulare asupra rezistenței mecanice a unui elastomer evidențiază rolul jucat de concentrația punților transversale sau de lungimea lanțurilor elementare în modificarea unor caractere cinetico-structurale ale macrolanțurilor.

*Densitatea de reticulare*

$$d_r = \frac{n_i}{V} \quad (194)$$

este definită simplu ca raportul dintre numărul  $n_i$  al lanțurilor elementare și volumul  $V$  al rețelei care le conține, sau ca masa moleculară a lanțului elementar,

$$d_r = \frac{v}{V}, \quad (195)$$

când se cunoaște numărul  $v$  de moli din volumul  $V$  al rețelei; tot așa, dacă se ține seama de raportul dintre densitatea  $\rho$  a elastomerului și masa moleculară  $M_{ie}$  a lanțului elementar, se poate defini densitatea de reticulare, sau gradul reticulării.

Elasticitatea moleculară și flexibilitatea macrolanțului sînt influențate direct de numărul punților transversale care revin într-o rețea unui lanț, constituind un criteriu de reticulare sub denumirea de *coeficient de pontaj*:

$$c_p = d_r \langle P \rangle. \quad (196)$$

Atît gradul de polimerizare  $\langle P \rangle$ , cît și parametrii  $c_p$  și  $d_r$  pot fi determinați pe cale experimentală prin diverse metode care duc la rezultate comparabile și convingătoare [27], [58].

Cunoașterea parametrilor caracteristici rețelelor elastomere permite clasificarea lor și explicarea anumitor particularități de comportare fizico-chimică.

Masa moleculară a unui elastomer este afectată chiar și de o reticulare slabă. Solubilitatea unui polimer și comportarea sa în stare de gonflare, sau de îmbibare, sînt influențate de particularitățile de reticulare ale acestuia. Calculul densității de reticulare și confruntarea valorilor reale și măsurate ale parametrilor de reticulare [12] facilitează înțelegerea și corelarea diferitelor efecte implicate în starea și comportarea elastomerilor. Așa, de exemplu, în anumite condiții experimentale, se constată că modulul lui Young este direct proporțional cu gradul reticulării.

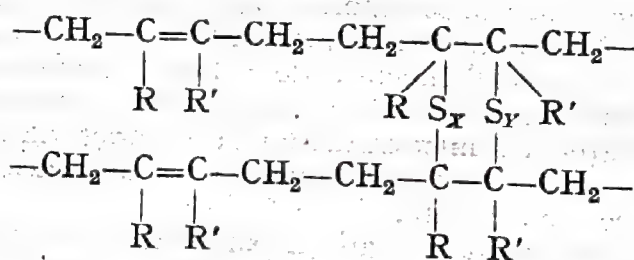
Cu cît este mai mare gradul reticulării, cu atît se micșorează posibilitatea orientării lanțurilor la deformarea elastomerului și devine mai mică rezistența sa mecanică. În timpul etirării unei probe de elastomer (fluaș viscos), o rețea foarte slabă favorizează exteriorizarea însușirilor elastice, diminuînd alunecarea relativă a macrolanțurilor; învingerea legăturilor dintre atomii de carbon și cei de sulf dintr-o rețea cauciucosă comportă 66—68 kcal/mol.

Efectele reticulării depind și de așa-numiții *agenți de întărire*, cum sînt negrul de fum care sporește rezistența la tracțiune, la abraziune, rupere etc. a cauciucului, sau sulfatul de bariu, carbonatul de calciu, caolinul, carbonatul de magneziu, cu efect analog.

Reticularea elastomerilor se întrepătrunde cu o serie de procese sau de factori care o influențează favorabil sau dezavantajos; astfel, calitățile specifice ale cauciucului sînt periclitare de acțiunea agresivă a oxigenului, a ozonului, mai ales la lumină. Adăosul de antioxidanți și de pigmenți minerali protejează cauciucul. Procedeele preliminare vulcanizării și anume, amestecarea, plastifierea, formarea etc. cer o anumită acuratețe. Crepul, sub formă de foi afumate, ca materie primă, se frămîntă la cald, trecîndu-se printre cilindrii unui valț, sau printr-un malaxor și, adăugîndu-i-se parafine, vaseline, acizi grași, uleiuri minerale, ca plastifianți, este adus în stare plastică, devenind modelabil și apt să primească anumiți ingrediente. După vulcanizare, prin modelare în forme și matrițe adecvate se obțin profilele și tipodimensiunile anvelopelor sau altor produse, consolidate corespunzător de inserții, ca fire de cord sau armături metalice.

Interesante proprietăți autoranforsante prezintă produșii *heveaplus*, realizați prin grefarea pe cauciuc natural a unor catene secundare de polistiren sau de polimetilmetacrilat.

Diverșii substituenți limitrofi legăturilor pontale dintre lanțurile unor sisteme polimere influențează, de asemenea, efectele reticulării, ameliorînd sensibil calitățile lor elastice:



Grupele fenilice, de exemplu, asigură prin prezența lor în cauciucurile siliconice de tip  $\text{Si}-\text{R}-\text{Si}$  cea mai mare stabilitate în raport cu alți radicali organici, susceptibili de a fi fixați în lanțul siloxanic. Structurile siloxanice lineare nereticulate și cu substituenți metilici dau uleiuri.

Imposibilitatea reticulării lanțurilor cu caracter parafinic ale poliizobutilenelor face din acestea elastomeri de factură inferioară, atîta vreme cît nu sînt implicați în compoziții plastice, cărora le conferă suplețe și ductilitate; poliizobutilena în amestec cu cauciucul dă un elastomer cu rezistență sporită la căldură, la acizi și la oxidare.

Copolimerizarea izobutilenei cu o cantitate mică de izopren sau de butadienă duce la introducerea în lanț a unor legături duble și astfel, este favorizată vulcanizarea cu sulf a elastomerilor de tip butil-cauciuc, numiți GRI și ranforșați cu circa 2% de izopren. Acești elastomeri rezistă relativ bine la acțiunea unor solvenți oxigenați sau chiar clorați, ca diclorețanul, dar se gonflează ușor în prezența lor, cu afectarea rețelei. Se menționează, de asemenea, că asemenea elastomeri sînt mai rezistenți la umiditate decît cauciucul natural, fiind superiori acestuia și în privința impermeabilității la



gaze. Așa se explică folosirea lor cu predilecție la confecționarea camerelor cu aer ale pneumaticelor de autovehicule, sau de avion. O peliculă de elastomeri de acest gen, depusă în interiorul anvelopelor de cauciuc, elimină folosirea camerelor cu aer.

#### 4.3. Proprietățile de rețea ale elastomerilor

Un calcul simplu poate demonstra cum se repercutează prezența legăturilor transversale aferente unui macrolanț, la nivelul proprietăților macroscopice ale elastomerilor reticulați. Astfel, se poate constata că deformarea elastică a cauciucului ar putea atinge valori și mai mari decât cele semnalate în diverse circumstanțe.

Se știe, de exemplu, că macromolecula de cauciuc natural, cu  $M \approx 3 \cdot 10^5$  și  $M_0 = 68$ , conține circa 4 400 de unități izoprenice în lanț. Numărul legăturilor C—C este de  $4\,400 \times 3 = 13\,200$ , încât lungimea de contur a unui asemenea lanț este  $L = 13\,000\,l$ , dacă  $l$  este lungimea unei legături. Asimilind macromolecula considerată cu un lanț parafinic cu  $\theta = 109^\circ 30'$ , se deduce că  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  este echivalent cu  $162\,l$ . Rezultă de aici că limita extensibilității macrolanțului de cauciuc natural poate fi exprimată prin relația simplă  $(13\,200 - 162) : 162 = 80$ . În realitate, se admite doar o extensibilitate de circa patru ori mai mică la scara macrolanțului și ceva mai mică în condițiile alungirii unei probe.

Evident că diferențele de acest fel se răsfrâng asupra proprietăților fizico-structurale ale cauciucului și se datoresc particularităților de rețea ale structurilor elastomere. Caracteristicile conformaționale și cinetico-moleculare ale macrolanțurilor sînt sensibil afectate de valoarea coeficientului de pontaj.

În cazul elastomerilor cu grad de reticulare mic devine posibilă corelarea dintre particularitățile de microstructură și proprietățile macroscopice, în cadrul unor procese care implică funcții termodinamice caracteristice și bilanțuri energetice concludente.

Examinarea legităților de variație a parametrilor termodinamici în procesul deformăției înalt elastice permite aprofundarea mecanismelor de manifestare a proprietăților de rețea specifice elastomerilor. Într-un asemenea context, este necesar să se țină seama că deformabilitatea înalt elastică poate fi investigată cu maximum de eficiență și posibilități de generalizare pornind de la sisteme elastomere caracterizate de rețele tridimensionale cu densitate de reticulare slabă.

Se consideră că punțile de legătură aferente unui lanț macromolecular au o distribuție gaussiană de-a lungul acestuia și că deformările sînt astfel alese, încît același caracter să se păstreze și datorită creșterii nu prea mari a distanțelor dintre punți. Este știut că pentru a schimba starea cuantică a unei molecule mari trebuie o energie mult mai mică decât aceea necesară pentru a produce asemenea modificări la nivelul unui atom și că din acest punct de vedere, sistemele elastomere reticulate nu comportă abordări cuantice atît timp cît microdeformabilitatea la scară atomo-moleculară exclude bilanțurile energetice prea importante.

În orice caz, mișcarea de ansamblu și deformabilitatea macrolanțului într-o rețea elastomeră nu pot fi deplin înțelese pînă nu sînt bine cunoscute legitățile mișcării segmentelor de lanț sau ale lanțurilor elementare. Una dintre problemele deformării rețelei constă în stabilirea unei relații între forța care are drept efect extensia macrolanțului și extensibilitatea acestuia; în acest caz, modelele de molecule elastice se dovedesc utile și în explicarea

efectelor termoelastice. Astfel, modelul molecular care redă mișcarea unei corzi de sărit (*skipping-rope*), aflat la baza teoriei lui Griffith, permite să se atribuie elasticitatea, energiei termice a moleculelor sau a atomilor din acestea, afirmându-se în baza sa că forța de reacție elastică la extensie constantă este proporțională cu temperatura absolută  $T$ . În acest mod de a privi legătura dintre forța elastică și energia termică a moleculelor se află chiar originea cinetică a elasticității, opusă caracterului static relevat de teoria clasică a elasticității. Toate efectele asociate energiei cinetice atomo-moleculare, decurgînd din natura elastică a interacțiunilor moleculare, depind de  $T$  în aceeași manieră.

Teoria cinetică elementară a gazului monoatomic demonstrează că la temperatura  $T(K)$ , energia cinetică medie revenind unei molecule este  $\frac{3}{2} RT/N_A$ , știind că  $R$  reprezintă constanta universală a gazelor pentru un mol, iar  $N_A$  constituie numărul de molecule dintr-un mol; cum  $R/N_A$  este constanta lui Boltzmann  $k$ , se mai scrie și  $\frac{3}{2} kT$  [59].

Similitudinea proprietăților gazelor și elastomerilor în procesele de deformabilitate, care le apropie în anumite limite, permite să se considere că macrolanțurile elastomerilor tensionați sînt constituite din atomi a căror mișcare și energie cinetică implică temperatura, ca și la gazul monoatomic [14].

Efectul termic pozitiv al cauciucului la alungire se explică prin intensificarea mișcării moleculare pe baza lucrului efectuat.

Tensiunea produsă într-un lanț macromolecular și explicată prin creșterea intensității mișcării atomilor și moleculelor are tendința de a apropia capetele lanțului, de a-i imprima acestuia o conformație răsucită, proprie stării sale neperturbate.

În teoria statistică, forța elastică  $f$  se arată că depinde de distanța  $r$  dintre extremitățile lanțului, la temperatura  $T$ , după o relație de forma

$$f = 2kTb^2r \quad (197)$$

unde  $b^2 = 3/2 nl^2$ ; se observă că raportul dintre energia cinetică a unei molecule de gaz la temperatura  $T$  și echivalența acesteia în analogia făcută, adică forța elastică  $f$ , este afectat de un coeficient  $1/2$  cînd  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = nl^2$ . Într-o asemenea comparație trebuie să se țină seama și de dimensionalitatea mărimilor raportate, admitînd că forța elastică deplasează cu unitatea de lungime o extremitate a lanțului, cealaltă fiind fixă.

Forța elastică moleculară trebuie privită ca o medie, dacă se consideră fluctuațiile de la un moment la altul, ca urmare a ciocnirilor moleculelor lanțului sau contactărilor întîmplătoare ale lanțurilor flexibile și mobile prin lanțurile elementare participante la mișcarea microbrowniană.

Pentru o valoare dată a distanței dintre extremitățile lanțului deformabil elastic, forța de răspuns elastic a macromoleculei este proporțională cu temperatura  $T$  (fig. 39).

Deformarea unei rețele poate fi ilustrată elocvent urmărind starea înainte și după modificarea orientării celor patru lanțuri elementare convergente într-un nod de rețea (fig. 40).

Aplicarea unei forțe  $f_a$  distorsionează elementul de rețea în sensul unei alungiri concomitente cu o contractare transversală ( $b$ ) astfel încît apare problema stabilirii unei relații între forța deformantă și extensia  $\lambda = l_x/l_0$ . În acest sens, se consideră fiecare lanț elementar ca un resort capabil de elas-



ticitate hookeeană. Modificările în lungime și direcție ale resoartelor imaginate concordă cu acțiunea deformantă din elastomer, atât ca direcție cât și ca intensitate. Se pot stabili unele corespondențe între pozițiile punctelor de joncțiune corespunzătoare stărilor (a) și (b). De asemenea, pot fi comparate lungimile lanțurilor elementare în cele două stări.

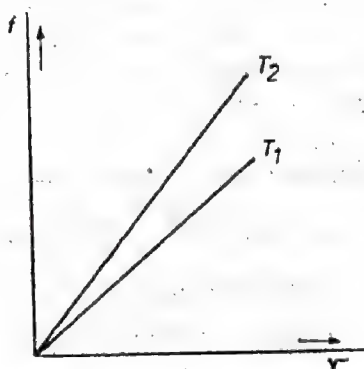


Fig. 39. Dependenta forței elastice moleculare de temperatură ( $T_1 < T_2$ ).

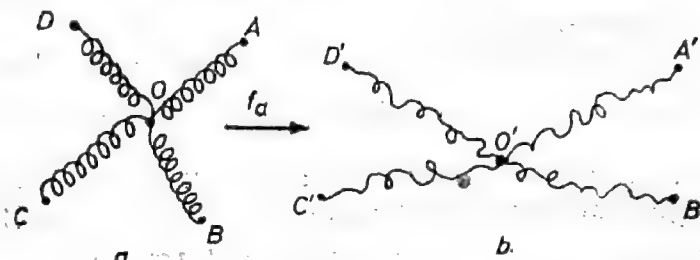


Fig. 40. Deformarea unui element de rețea: a - stare netensionată, b - stare tensionată.

Relația teoretică finală între forța care acționează pe unitatea de arie a secțiunii transversale inițiale a probei elastomere deformate și raportul extensiei  $\lambda$  are forma

$$f = G (\lambda - 1/\lambda) \quad (198)$$

unde  $G$  are atributele modului de forfecare, fiind o constantă elastică, determinată de concentrația elementelor de rețea considerate. În aceste condiții, deformarea elastică de forfecare, caracterizată de modulul

$$G = d_r kT, \quad (199)$$

rămîne proporțională cu  $T$ , dar și cu densitatea de reticulare  $d_r$ . Se poate afirma astfel că fiecare element de rețea adăugat produce o scontată creștere a valorii modului  $G$ . Totuși, încîlcirea lanțurilor și dispersarea statistică a nodurilor într-o rețea reală nu permite o strictă dependență lineară între  $G$  și cantitatea, inclusă în sistem, de agent de reticulare, mai ales la începutul procesului.

#### 4.3.1. Aproximații și precizări în teoria rețelei

Teoria lui K u h n [21] a atras după sine o serie de metode destinate rezolvării problemelor decurgînd din conceptul retioulării polimerilor. Aceste metode [60], [28], [61], [62], [63] au contribuit la consolidarea teoriei rețelei datorită unor rezultate convergente, deși controversale nu au lipsit în formulările diferiților specialiști angrenați în abordarea problemelor respective.

Tre lo a r preluînd și dezvoltînd teoria rețelei lui Kuhn, admite că toate lanțurile elementare au aceeași lungime de contur, dar nu consideră că volumul se schimbă prin deformarea sistemului reticulat, încît deformarea să fie afină; distribuția lungimii  $r$  a lanțurilor nedeformate este de tip gaussian, după ambii.

J a m e s și G u t h [60] demonstrează că nodurile rețelei nu pot fi considerate fixe ca în modelul lui Kuhn, atribuindu-le capacitatea de a

participa la mișcarea microbrowniană ca și lanțurile elementare. Doar nodurile de la suprafața cauciucului considerat pot fi stabile. După ei, fluctuațiile poziționale ale nodurilor tetrafuncționale sînt descrise de funcții de probabilitate de tip Gauss. În medie, fluctuația unui nod de rețea nu depinde de mărimea deformației. Se mai consideră, de asemenea, că forța de interacțiune a două noduri vecine este cea corespunzătoare fixării nodurilor în cele mai probabile poziții. Lanțurile elementare prezintă în rețea o elasticitate proporțională cu lungimea lor și ca urmare, dacă rețeaua este supusă unei deformații omogene, atunci poziția medie a nodurilor se deplasează ca și cînd ar fi incluse într-un mediu elastic de tip Hooke. Forțele de răspuns ale rețelei nu depind de libertatea de mișcare a nodurilor, sau de fixarea lor în cele mai probabile poziții.

Atît teoria lui Kuhn, cît și teoria James și Guth, conțin rezultate finale care ilustrează valabilitatea lor îndeosebi prin generalizările permise. Astfel, modulul de forfecare se exprimă sub forma mai cuprinzătoare

$$G = kT \sum_i n_i \lambda_i \quad (200)$$

unde  $n_i$  indică numărul entităților statistice din lanțul  $i$ , iar  $\lambda_i$  redă raportul dintre distanța medie nedeformată a extremităților lanțului  $i$  și lungimea sa totală.

Particularitățile structurii rețelei pot fi exprimate [64] și sub forma care indică prin coeficientul  $\gamma$  acest lucru:

$$G = \gamma d_r kT = \frac{\gamma \rho RT}{M_{1e}} \quad (201)$$

Formarea rețelei polimerului de densitate  $\rho$  și lanț elementar de masă moleculară  $M_{1e}$  presupune un modul de forfecare  $G$  apt să ilustreze modificarea caracterului distribuției lanțurilor față de  $G$  din relația (199).

Considerarea grosimii sau lărgimii lanțului pe lîngă lungimea lui  $r$  și implicațiile acestor factori sterici, ignorați de obicei, duce la o relație

$$G = \frac{7}{3} d_r kT \quad (202)$$

care supralicitează factorul  $\gamma$ ; K u h n încearcă să justifice această valoare incluzînd printre factorii sterici și influența unor noduri parazite, de genul defectelor rețelei spațiale indicate de F l o r y.



Fig. 41. Defectele rețelei spațiale.

În interpretarea dată de F l o r y comportării rețelei reale față de un model idealizat, cu mulți parametri de regularitate, apar trei tipuri de defecte (fig. 41).



Defectul schematizat prin (a) constă în împletirea macrolanțurilor, care influențează rețeaua aproape ca și legăturile chimice transversale. Tipul (b) se caracterizează prin atingerea părților aceluiași lanț într-un punct al său, cu formarea unei bucle închise. Ultimul tip de defecte (c) provine din lanțurile care sînt prinse în rețea doar printr-un singur capăt. Segmentele de cap ale lanțurilor nu sînt, în interpretarea lui Flory, elemente ale scheletului rețelei.

Flory consideră că din  $n$  molecule se poate realiza o structură de  $n-1$  legături intermoleculare, fără nici o buclă închisă; orice legături transversale în plus ar trebui să ducă la formarea de punți și deci, de celule de rețea. Fiecărei asemenea punți suplimentare îi corespunde o buclă sau două celule.

Notînd cu  $\frac{1}{2} v_0$  numărul total al legăturilor transversale și cu  $\frac{1}{2} v$  numărul efectiv al legăturilor care formează rețeaua, se poate scrie, înlocuind pe  $n-1$  cu  $n$ :

$$\frac{1}{2} v = \frac{1}{2} v_0 - n. \quad (203)$$

Se constată că numărul lanțurilor efective este de două ori mai mare, adică:

$$v = v_0 \left( 1 - \frac{2n}{v_0} \right) = v_0 \left( 1 - \frac{2M_{i0}}{M} \right), \quad (204)$$

unde  $M$  este masa moleculară a polimerului și  $M_{i0}$  — masa moleculară medie a lanțului cu segment terminal. Concluzia trasă din relația (204) apare valabilă numai atunci cînd numărul legăturilor transversale este destul de mare ca toate moleculele să fie legate reciproc într-o structură.

Influența celorlalte tipuri de defecte este înglobată de Flory într-un factor  $g$ , încît expresia finală a modulului  $G$  devine:

$$G = g \frac{\rho RT}{M_{i0}} \left( 1 - \frac{2M_{i0}}{M} \right). \quad (205)$$

Exprimarea modulului de forfecare  $G$  cu ajutorul unor parametri moleculari importanți constituie un progres, determinat totuși de modul original și eficient de a aborda problemele rețelei materialelor similare cauciucului de către W. Kuhn, James, Guth, Flory, Treloar etc.

#### 4.4. Abordarea termodinamică a înaltei elasticități

Dezvoltarea unei teorii moleculare unitare și cuprinzătoare asupra înaltei elasticități cauciucoase are la bază calculul entropiei sistemului macromolecular, pornind de la relația lui Boltzmann aplicabilă fiecărei entități structurale, fundamentală pentru sistem.

Evaluarea deformației și a efectelor acesteia la nivelul volumului elementar, sau al macromoleculei, ca sistem cooperativ unidimensional comportă reținerea acelor modele moleculare de structuri susceptibile încadrării în clasa.

elastomerilor. Modelele consacrate în acest scop trebuie să permită calculul probabilității termodinamice de existență a unei stări elastomere, deformate sau nedeformate.

Se știe că pentru asemenea sisteme, probabilitatea termodinamică nu poate fi evaluată decât cu aproximația unei constante aditive, dat fiind că nu pot fi luate în considerație, la un moment dat, toate interdependențele concurente la determinarea unei stări sau a alteia.

Așa cum s-a văzut, într-o primă etapă s-a procedat la elaborarea unei teorii statistice convenabile lanțului macromolecular, izolat de orice acțiune a lanțurilor similare din sistemul dat.

În a doua etapă se pune problema abordării termodinamic-statistice a unei rețele de macrolanțuri, caracteristice pentru un sistem elastomer. În aceste condiții, modelul ales trebuie să satisfacă cerințele relevării particularităților structurale ale lanțului și să exprime gradele de libertate conformațională ale acestuia.

Modalitățile de abordare a acestor probleme, propuse în special de J a m e s și G u t h [60], [19], au fost reluate simplificat și concludent de T r e l o a r [1] și alții. Analiza efectuată în acest domeniu are la bază postulate enunțate clocvent pentru a preciza originea fizică a proprietăților rețelei elastomere.

#### 4.4.1. Caracteristicile energetice și entropice ale deformației înalt elastice

Problema variației tensiunii elastice cu temperatura ocupă un loc primordial în preocupările menite să ducă la elucidarea din punct de vedere teoretic a mecanismului elasticității cauciucose. M e y e r și F e r r y [66] au meritul de a fi abordat printre primii cu bune rezultate experimentale problema stabilirii celor mai corespunzătoare caracteristici între rezultatele teoretice și datele de laborator.

În teoria cinetică elaborată inedit de M e y e r este evidențiată dependența elasticității cauciucului în primul rând de entropie și natura particulară a dependenței tensiunii de temperatură, spre deosebire de solidele hookeene în care deformabilitatea se leagă prioritar de variația energiei interne a sistemului dat.

În figura 42 sînt redată diagramele ilustrînd variația efortului unitar de întindere a unor probe de cauciuc vulcanizat, în condiții de menținere a lungimii probei, cînd se modifică temperatura [66].

Se observă că în condiții de reproducibilitate a rezultatelor experimentale, la alungiri mari, tensiunea crește cu temperatura, descrescînd la alungiri mai mici.

Explicarea sensului fizic presupus de aceste fenomene comportă examinarea relațiilor termodinamice esențiale între forță, lungime și temperatură, pe de o parte, iar, pe de altă parte, mărimile termodinamice entropie și energie internă.

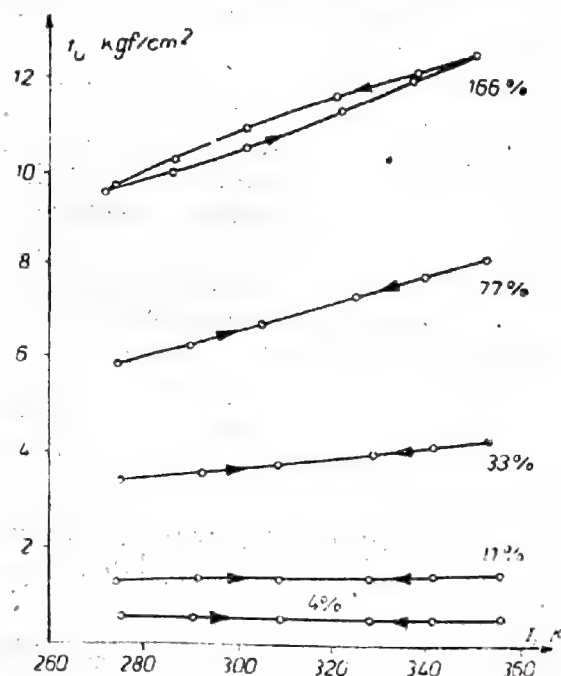


Fig. 42. Curbe experimentale reprezentînd dependența forței de alungire de temperatura absolută, la lungime constantă.



Producerea unei deformății într-un material elastic comportă efectuarea unui lucru mecanic. Dacă deformăția este reversibilă, lucrul efectuat se regăsește ca variație a energiei interne a sistemului material, care reunește schimburile de căldură aferente deformăției și lucrului. Avînd în vedere primul principiu al termodinamicii se scrie:

$$dE = dQ + dL_m, \quad (206)$$

luînd în considerație variațiile infinitezimale ale energiei interne  $E$ , ale căldurii  $Q$  și lucrului mecanic  $L_m$ .

Dacă se ține seama și de principiul al doilea, prin care se exprimă variația entropiei  $dS$  în orice proces reversibil, relația (206) devine

$$dE = T dS + dL_m. \quad (207)$$

Se apreciază astfel că deformăția se produce convenabil pentru ca procesul să poată fi considerat reversibil.

Atunci cînd alungirea unei probe se efectuează în condiții de echilibru și la temperatură constantă, se impune relația:

$$dL_m = dF, \quad (208)$$

care evidențiază, în acest caz, identitatea lucrului mecanic cu energia liberă Helmholtz:

$$F = E - TS. \quad (209)$$

În baza precizărilor necesare cu privire la condițiile concrete ale deformării probei elastice se scrie

$$dL_m = \tau dl - p dV, \quad (210)$$

știind că dacă o solicitare  $\tau$  se aplică izoterm și reversibil probei, odată cu variația  $dl$  apare și o contracție transversală  $-p$  care determină variația de volum  $dV$ .

Se admite așadar că perturbarea slabă a echilibrului sistemului este redată de  $-p dV$ , în timp ce  $\tau dl$  indică lucrul elementar al forței deformante.

Pentru rigurozitate, se impune considerarea ambilor termeni din partea dreaptă a relației (210). În cazul elastomerilor însă, variația volumului  $dV$  este extrem de mică și dacă  $p$  este chiar presiunea atmosferică, atunci termenul  $p dV$  este față de  $\tau dl$  de  $10^3$ — $10^4$  ori mai mic. Deci, în primă aproximație, pentru un elastomer se admite că termenul aferent variației volumului materialului foarte puțin compresibil este neglijabil în raport cu cel corespunzător alungirii produse probei și astfel, se scrie:

$$\tau = \left( \frac{\partial F}{\partial l} \right)_T = \left( \frac{\partial E}{\partial l} \right)_T - T \left( \frac{\partial S}{\partial l} \right)_T. \quad (211)$$

Din relațiile (208) și (210) se deduce că tensiunea din probă este egală cu variația energiei libere Helmholtz raportată la unitatea de alungire:

$$\tau = \left( \frac{\partial L_m}{\partial l} \right)_T, \quad (212)$$

considerînd  $F$  substituibil cu  $L_m$ , cînd  $p = 0$ .

Cu ajutorul reprezentării diagramatice din figura 43 se poate explica mai bine sensul relației (212). Se urmărește astfel dependența energiei libere a mediului continuu deformabil de lungimea probei alungite. Starea normală, netensionată, este aceea pentru care energia liberă are o valoare minimă, adică:

$$\left( \frac{\partial F}{\partial l} \right)_T = 0, \quad \text{când } l = l_0. \quad (213)$$

Se disting două cazuri și anume, când  $l$  este mai mare decât  $l_0$  și  $\left( \frac{\partial F}{\partial l} \right)_T > 0$ , sau când  $l < l_0$  și variația precedentă devine o contracție și este negativă. Relația (212) se poate pune sub forma

$$\tau = \left( \frac{\partial F}{\partial l} \right)_T = \left( \frac{\partial^2 F}{\partial l^2} \right)_T (l - l_0) \quad (214)$$

În cazul unor tensiuni mici, când  $\tau$  poate fi considerat funcție lineară de deformare, avînd ca factor de proporționalitate modulul lui Young, determinat prin curbura curbei energiei libere. Se știe că la deformări mari, dependența tensiune-deformare nu mai este în general lineară, așa cum se constată pentru cauciuc.

În relația (211) care pune în evidență, prin cei doi termeni din membrul drept, cele două cauze de natură diferită ale procesului deformării, este de fapt corelată, ca și în relația (214), reacția intimă a materialului prin constanta elastică și manifestarea macroscopică prin alungirea propriu-zisă. Semnificația primului termen, subliniată adesea prin referiri doar la variația energiei interne ca urmare a modificării distanțelor dintre anumiți atomi constitutivi ai unui segment de lanț ca și a distanțelor dintre molecule vecine, are unele implicații, în cazul structurilor de lanț elastomere, și la nivelul exteriorizării deformăției. Spre deosebire de elasticitatea unui cristal, în care singura modificare de structură la scară moleculară se identifică cu un proces omotetic, elasticitatea înaltă a unui elastomer nu lasă neschimbate pozițiile, distanțele, orientările reciproce ale entităților structurale remarcabile. Între cele două cauze ale deformării există totuși o legătură introdusă de modificarea gradului de ordine sau dezordine în intimitatea materialului. Trecerea de la o probabilitate de stare moleculară, aferentă gradului de dezordine anterior deformării, la probabilitatea termodinamică a stării deformate conferă termenului variației entropice prioritate în conjunctura menționată. Variația formei elastomerului în condiții cvasiizocore implică totuși temperatura într-o manieră proprie.

Diferențiind ecuația (209) se ajunge la posibilitatea examinării variației necondiționate a funcțiilor termodinamice caracteristice procesului de alungire a probei elastomere considerate:

$$dF = dE - T dS - S dT. \quad (215)$$

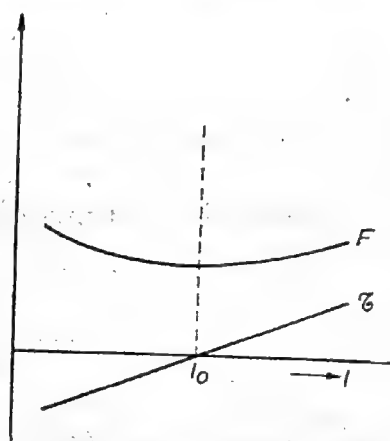


Fig. 43. Dependenta mărimilor  $F$  și  $\tau$  de lungimea probei.



Din relațiile (209) și (212) rezultă:

$$dE = \tau dl + T dS \quad (216)$$

care confruntată cu (215) dă:

$$dF = \tau dl - S dT. \quad (217)$$

De aici se ajunge la derivatele parțiale:

$$\left( \frac{\partial F}{\partial l} \right)_T = \tau$$

și

$$\left( \frac{\partial F}{\partial T} \right)_l = -S \quad (218)$$

care, concordant cu una din proprietățile derivatelor parțiale, permit scrierea relației

$$\frac{\partial}{\partial l} \left( \frac{\partial F}{\partial T} \right)_l = \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{\partial F}{\partial l} \right)_T \quad (219)$$

și ca urmare, din (218):

$$\left( \frac{\partial S}{\partial l} \right)_T = - \left( \frac{\partial \tau}{\partial T} \right)_l \quad (220)$$

Ultima relație prezintă un deosebit interes, deoarece introduce în calcule așa-numitul *coeficient de temperatură al tensiunii*, exprimat prin variația entropiei pe unitatea de alungire la  $T = \text{constant}$ .

Coeficientul menționat

$$\alpha_T = \left( \frac{\partial \tau}{\partial T} \right)_l, \quad (221)$$

inclus corespunzător în relația (211), conduce la următoarea formă a acesteia

$$\left( \frac{\partial E}{\partial l} \right)_T = \tau - \alpha_T T, \quad (222)$$

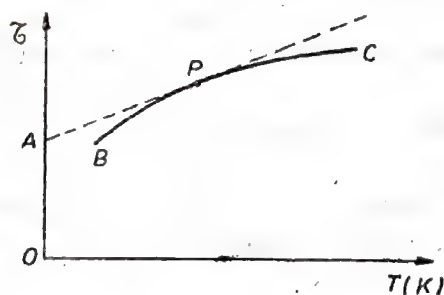


Fig. 44. Coeficientul de temperatură în dependența  $\tau(T)$  la  $l = \text{ct}$ .

importantă ca suport teoretic în confruntarea cu experiența.

Datele experimentale obținute măsurând diferitele valori ale tensiunii în condiții de echilibru, la lungime constantă și la diferite temperaturi, ajută determinarea atât a variației energiei interne, cât a entropiei la deformare. În figura 44 este reprezentată

dependența tensiunii  $\tau$  de temperatură într-o probă elastomeră de lungime constantă. Panta curbei în punctul  $P$  dă coeficientul  $\alpha_T$ , conform ecuației (220). Acest coeficient exprimă entropia specifică unității de alungire, care în alt punct de pe curba  $\tau(T)$ , adică la altă temperatură, are altă valoare. Segmentul  $OA$  de pe axa ordonatelor ( $T = 0$ ) redă chiar variația energiei interne (222) pe unitatea de alungire, la temperatura  $T = \text{ct.}$

În general, o asemenea reprezentare grafică dă indicații directe privind variația funcțiilor termodinamice caracteristice  $E$  și  $S$ , ilustrând totodată importanța practică a coeficientului  $\alpha_T$ .

Dependențele lineare obținute de Meyer și Ferry [66] și redată în figura 42 arată că variațiile specifice energetice și entropice nu depind de temperatură.

#### 4.4.2. Inversia termoelastică

Principiul analizei întreprinsă de Meyer și Ferry pentru a evalua contribuțiile energetice și entropice la deformarea unui cauciuc cu 8% sulf a fost aplicat în anul 1942 cu rezultate remarcabile de Anthony, Caston și Guth [67]. Lucrând cu acuratețe și la extensii nu prea mari (fig. 45), ei au pus în evidență așa-numitul *punct de inversie termoelastică*. Pentru raporturi de extensie în jur de 10% se constată o inversare a pantei de variație a forței de alungire  $f_a$  cu temperatura  $T$ . Această valoare particulară a alungirii relative, semnalată de Meyer și Ferry, constituie punctul inversiei termoelastice.

Se remarcă în acest cadru experimental că la alungiri relative extrem de slabe, răspunsul cauciucurilor vulcanizate este condiționat în aceeași măsură de dilatarea termică; aceasta, cînd crește temperatura, determină o diminuare a tensiunii, superioară creșterii componentei corespunzătoare.

Gee [68] a arătat, în baza unei analize termodinamice și experimentale a fenomenului inversiei termoelastice, că este mai bine să se considere riguros variația forței cu temperatura la alungire constantă decît la lungime constantă; el avea în vedere faptul că alungirea relativă poate fi măsurată în raport cu lungimea epruvetei nesolicitate la fiecare temperatură a experienței. Aplicarea acestei metode pînă la alungiri relative de peste 100% demonstrează că variațiile slabe ale energiei interne, asociate unei deformării izoterme, se datoresc: o parte, schimbărilor de volum prin contractarea probei, iar cealaltă, variațiilor nivelelor de energie asociate stărilor de orientare diferite. Cu toate acestea, natura entropică, ilustrată pregnant în deformabilitatea elastomerilor, comportă încă elucidarea mecanismelor moleculare ale deformării, responsabile de o asemenea comportare.

În această privință devin interesante calculele entropiei lanțului, rețelei etc.

#### 4.4.3. Entropia unui lanț

Calculul entropiei unui lanț de conformație parțial definită parametric se efectuează pornind de la relația lui Boltzmann.

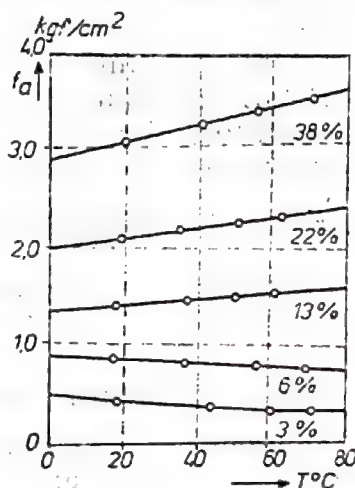


Fig. 45. Inversia termoelastică.



Densitatea de probabilitate  $W(x, y, z)$  ca un lanț să aibă o extremitate fixată prin coordonatele  $x, y$  și  $z$ , independentă fiind de orientarea vectorului atașat distanței  $r$  dintre extremități, prezintă un interes particular în exprimarea entropiei, în virtutea axiomei lui Boltzmann.

Se afirmă astfel că la echilibru, diferitele stări posibile sînt echiprobabile și că probabilitatea termodinamică a unei asemenea stări este proporțională cu probabilitatea de existență a acestei stări. În consecință, entropia  $s$  a unui lanț se exprimă:

$$s = k \log W(x, y, z) \cdot \Delta x \Delta y \Delta z \quad (223)$$

sau

$$s = \text{const.} - kb^2 r^2, \quad (224)$$

indicînd dependența constantei aditive de mărimea volumului  $\Delta x \Delta y \Delta z$  afectat extremității fixe a lanțului; mărimile care intervin au semnificația din relația forței elastice sau a tensiunii unui lanț, definită și sub forma

$$f = -T \frac{\partial s}{\partial r} = 2kTb^2 r. \quad (225)$$

Entropia este maximă atunci cînd capetele lanțului coincid ( $r = 0$ ) și se micșorează treptat cînd  $r$  crește. Macrolanțul datorează entropia mulțimii conformațiilor sale și nu faptului că ar avea o anumită conformație;  $s = k \ln \Omega$ , dacă  $\Omega$  reprezintă numărul conformațiilor posibile. Tensiunea în lanțul cu capetele fixate este influențată de fluctuațiile mișcării termice datorită naturii ei statistice; dacă macromolecula este supusă acțiunii unei tensiuni constante, lungimea ei  $r$  fluctuează, dar aceste fluctuații sînt mai puțin importante cînd numărul entităților repetabile din lanț este relativ mare. De fapt, în formula (225) este redată mărimea medie a tensiunii într-un interval de timp dat, cînd  $r$  nu depășește aproximativ o treime din lungimea de contur  $L$  a macrolanțului; pentru valori  $r > \frac{L}{3}$ , aproximația gaussiană devine treptat neadekvată, impunîndu-se găsirea unei funcții de distribuție mai riguroase, mai concordantă cu starea lanțului întins.

#### 4.4.4. Caracterul entropie al potențialului elastic

Examinarea deformației omogene macroscopice a elastomerilor are la bază cele trei rapoarte de extensie principală, după direcțiile triortogonale convenabil alese în volumul elementar supus afin deformării; în condițiile unei deformații convenabil alese, cubul inițial devine un paralelipiped de laturi  $x, y$  și  $z$ .

Extensiile principale, în general, cînd se ajunge prin alungire de la  $x, y, z$  la  $x', y',$  respectiv  $z'$ , se exprimă simplu prin relațiile:

$$x' = \lambda_1 x, \quad y' = \lambda_2 y, \quad z' = \lambda_3 z, \quad (226)$$

valabile cînd deformația este afină și axele sistemelor de referință pentru cele două stări distincte coincid cu direcțiile principale ale deformației.

Se admite, în limitele teoriei deformației înalt elastice, că numărul lanțurilor în stare nedeformată, care au proiecția distanței dintre extremități în domeniul  $dx$ ,  $dy$  și  $dz$ , poate fi exprimat prin relația

$$dN = N \left( \frac{b^3}{\pi^{3/2}} \right) \exp[-b^2(x^2 + y^2 + z^2)] dx dy dz. \quad (227)$$

Având în vedere expresia adecvată a entropiei fiecărui lanț în stare nedeformată

$$s_0 = c - kb^2(x^2 + y^2 + z^2), \quad (228)$$

se poate scrie o relație pentru entropia totală  $S_0$  a acestor lanțuri nedeformate:

$$S_0 = \int s_0 dN = \frac{Nb^3}{\pi^{3/2}} \iiint_{-\infty}^{+\infty} [c - kb^2(x^2 + y^2 + z^2)] \exp[-b^2(x^2 + y^2 + z^2)] dx dy dz. \quad (229)$$

Deși aparent complicată, această integrală se rezolvă ușor, ajungându-se la relația simplă:

$$S_0 = N \left( c - \frac{3k}{2} \right). \quad (230)$$

Ca urmare a deformației produse, fiecare lanț din cele  $dN$  va suferi o variație a proiecției distanței dintre extremitățile sale, concordantă cu transformările (226) și astfel, entropia unui lanț în stare deformată devine:

$$s = c - kb^2(\lambda_1^2 x^2 + \lambda_2^2 y^2 + \lambda_3^2 z^2). \quad (231)$$

Ca și mai înainte, în această nouă stare, se impune exprimarea entropiei totale corespunzătoare stării deformată a lanțurilor:

$$S = \int s dN = \frac{Nb^3}{\pi^{3/2}} \iiint_{-\infty}^{+\infty} [c - kb^2(\lambda_1^2 x^2 + \lambda_2^2 y^2 + \lambda_3^2 z^2)] \exp[-b^2(x^2 + y^2 + z^2)] dx dy dz \quad (232)$$

sau, după efectuarea calculelor

$$S = N \left[ c - \frac{1}{2} k (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2) \right]. \quad (233)$$

În etapa imediat următoare, apare necesitatea exprimării variației entropiei între stările deformată și nedeformată și acest lucru se face recurgând la relațiile (229) și (233), după cum urmează:

$$\Delta S = S - S_0 = -\frac{1}{2} Nk (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 - 3). \quad (234)$$



Lucrul deformației sau potențialul elastic în unitatea de volum se exprimă în termenii deja cunoscuți și corelați mai înainte prin relația:

$$L_E = \frac{1}{2} Nk T (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 - 3) \quad (235)$$

sau

$$L_E = \frac{1}{2} G (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 - 3). \quad (236)$$

Ultima relație este fundamentală prin caracterul restrîns și totuși ilustrativ al redării (doar prin intermediul unor parametri macroscopici, cum sînt modulul forfecării  $G$  și extensiile principale  $\lambda$ ) comportării elastice gaussiene a elastomerilor.

Potențialul elastic este proporțional cu temperatura și acest lucru rezultă din considerentele anterioare stabilirii relației (236).

Treloar [62] evidențiază, de asemenea, ca semnificative pentru acest domeniu de preocupări, relațiile existente între extensiile principale și tensiunile principale  $\tau_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), proprii sistemelor elastomere, deformabile în limite gaussiene:

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 - \tau_2 &= G (\lambda_1^2 - \lambda_2^2), \\ \tau_2 - \tau_3 &= G (\lambda_2^2 - \lambda_3^2). \end{aligned} \right\} \quad (237)$$

Tensiunile principale se determină cu o precizie pînă la constanta arbitrară impusă de invarianța volumului elastomerului deformat, incompresibil în accepțiunea comprimării hidrostatice, introdusă prin presiunea  $p$ :

$$\tau_1 = G\lambda_1^2 + p, \quad \tau_2 = G\lambda_2^2 + p, \quad \tau_3 = G\lambda_3^2 + p. \quad (238)$$

Gradul nedeterminării intervenției parametrului  $p$  se reduce grație cunoașterii uneia sau mai multora dintre elementele principale ale deformației, astfel încît ecuațiile generale (237) să nu admită decît soluții unice. În cazul alungirii simple, concomitentă cu contracția transversală care face necesară considerarea coeficientului lui Poisson, notînd  $\lambda_1$  cu  $\alpha$  și observînd că  $\lambda_2 = \lambda_3 = \alpha^{-1/2}$  se deduce

$$\tau_1 - \tau_3 = \alpha f_u = G \left( \alpha^2 - \frac{1}{\alpha} \right) \quad (239)$$

sau

$$f_u = G \left( \alpha - \frac{1}{\alpha^2} \right), \quad (240)$$

unde  $f_u$  reprezintă, ca în relațiile similare anterioare, efortul unitar.

În cazul întinderii omogene biaxortogonale, se admite că

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda; \quad \lambda_3 = 1/\lambda^2 \quad (241)$$

și pentru tensiunea principală în direcția  $\lambda_1$  sau  $\lambda_2$  se obține :

$$\tau_1 = G \left( \lambda^2 - \frac{1}{\lambda^4} \right) \quad (242)$$

O placă de grosime inițială  $d_0$ , supusă acțiunii unei forțe deformante, este caracterizată de un efort unitar [1] :

$$f = G d_0 \left( 1 - \frac{1}{\lambda^6} \right), \quad (243)$$

cînd acțiunea este perpendiculară pe placă.

Dacă elastomerul aflat în contact cu un solvent se îmbibă sau se gonflează izotrop, entropia sa suferă o variație exprimabilă printr-o relație de forma (234) :

$$\Delta S_1 = - \frac{1}{2} Nk(3\lambda_0^3 - 3), \quad (244)$$

unde  $\lambda_0$  reprezintă gradul extensiei lineare prin îmbibare.

Deformația cauciucului gonflat, adică trecerea sa la parametrii  $\lambda'_1$ ,  $\lambda'_2$  și  $\lambda'_3$ , de la  $\lambda_0$ , este caracterizată de o variație entropică :

$$\Delta S' = - \frac{1}{2} Nk(\lambda_1'^2 + \lambda_2'^2 + \lambda_3'^2 - 3\lambda_0^3), \quad (245)$$

în timp ce lucrul deformației pe unitatea de volum de elastomer gonflat devine [1] :

$$L_v = - T \Delta S' \lambda_0^{-3} = \frac{1}{2} NkT v_e^{1/3} (\lambda_1'^2 + \lambda_2'^2 + \lambda_3'^2 - 3) \quad (246)$$

unde  $v_e$  reprezintă concentrația volumică a cauciucului în sistemul binar cauciuc-solvent.

Interacțiunile dintre verigile lanțului și micromoleculele lichidului care gonflează elastomerul atrag modificări în mobilitatea conformațională și în distribuția distanțelor  $r$ .

Asemenea modificări sugerează posibilitatea trecerii la distribuții negausiene. Apropierea de limitele rezistenței mecanice la deformații mari face, de asemenea, ca distribuția distanțelor  $r$  ale macrolanțurilor din sistemele puternic solicate să își piardă caracterul gaussian. Interpretarea statistică a lanțului dezordonat comportă aproximări de tipul celor care introduc, de exemplu, funcția lui Langevin [1] :

$$\beta = \arg L(r/nl), \quad (247)$$

cînd se pune problema găsirii distribuției verigilor repetabile după unghiuri, știind că extremitățile lanțului sînt fixe [69].



Metoda aflată la baza aproximației Langevin generează o soluție de forma

$$dn = \left( \frac{n\beta}{\operatorname{sh} \beta} \right) \exp(\beta \cos \theta) \cdot \frac{1}{2} \sin \theta \cdot d\theta, \quad (248)$$

prin care se exprimă cantitatea  $dn$  de verigi orientate sub un interval infinitesimal  $d\theta$ . În formula (248) intră parametrul  $\beta$  care depinde de întinderea relativă a lanțului, exprimată prin:

$$\frac{r}{nl} = \operatorname{cth} \beta - \frac{1}{\beta} = L(\beta), \quad (249)$$

unde  $L$  este funcția lui Langevin, a cărei inversă intervine în (247).

Probabilitatea lungimii  $r$  date a lanțului se obține, după precizări și calcule adecvate, direct din distribuția unghiulară a verigilor considerate:

$$\ln W(r) = \text{const} - n \left( \frac{r}{nl} \beta + \ln \frac{\beta}{\operatorname{sh} \beta} \right). \quad (250)$$

Entropia unui lanț, în aceste condiții, poate fi considerată proporțională cu logaritmul densității de probabilitate (250), scriindu-se în consecință:

$$s = c' - kn \left( \frac{r}{nl} \beta + \ln \frac{\beta}{\operatorname{sh} \beta} \right) \quad (251)$$

unde, ca mai înainte,  $\beta = \arg L(r/nl)$ .

În această situație, forța deformantă la nivelul lanțului cu capetele localizate se exprimă prin relația:

$$f = \frac{kT}{l} \arg L \left( \frac{r}{nl} \right). \quad (252)$$

Dezvoltarea în serie a funcției  $\beta$  dă:

$$\arg L \left( \frac{r}{nl} \right) = 3 \left( \frac{r}{nl} \right) + \frac{9}{5} \left( \frac{r}{nl} \right)^3 + \frac{297}{175} \left( \frac{r}{nl} \right)^5 + \dots \quad (253)$$

din care se vede că dacă  $r/nl$  nu este mai mare decât  $\sim 1/3$ , atunci termenii care conțin  $r/nl$  de ordin superior primului pot fi neglijăți și astfel se constată că (252) se concretizează conținând parametrii  $r$ ,  $n$  și  $l$  într-o formă mai accesibilă:

$$f = \frac{3kT}{nl^2} r. \quad (254)$$

Dependența dintre forță și alungire în întreg domeniul de la  $r/nl = 0$  la  $r/nl = 1$  se subordonează relației (252), luând forma din figura 46 [60], [70].

Examinarea cazurilor particulare, pornind de la premise teoretice și artificii de calcul adaptate strict acestora pentru a pune în concordanță datele obținute — în baza unor modele ipotetice — cu rezultatele experiențelor efectuate pe sisteme elastomere reale, se dovedește adesea stereotipă, atât prin natura modalităților de abordare a problemelor practice, cât și prin prelucrarea rezultatelor în scopul confruntării plauzibile a teoriei cu practica. Importanța imediată a observațiilor și rezultatelor de laborator trebuie, în cele mai multe situații de confruntare a teoriei cu experiența, să rezulte din obiectivitatea cu care intervine să dea câștig de cauză adevărului științific relevat simplu, direct și nesofisticat. În această privință, teoria statistică conformațională și termodinamica statistică a sistemelor elastomere demonstrează cu pregnanță căutarea diversificată a adevărului științific și în contrast cu aceasta, relevarea simplă și inteligibilă a realității în diferitele sale ipostaze de manifestare.

Ipotezele de lucru, conceptele și modelele așezate la baza unor teorii speciale care își dovedesc în timp validitatea, fiind preluate și corelate convergent la alt nivel de teoretizare, mai subtil și elevat, intervin în interpretarea profundă a mecanismelor de constituție și interacții, cu rol de criterii și legități.

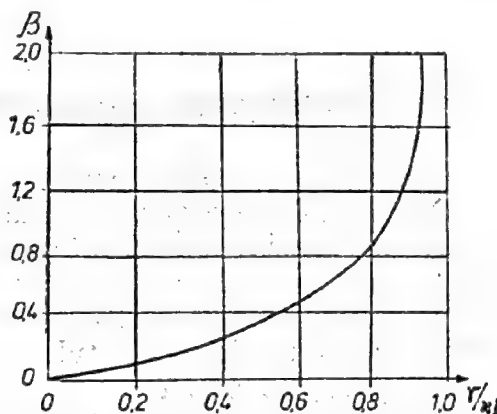


Fig. 46. Dependența tensiunii lanțului flexibil dezordonat de extensibilitatea sa.



## Capitolul V

# EXPERIENȚE SEMNIFICATIVE ÎN FIZICA ELASTOMERILOR

### 5.1. Verificarea experimentală a teoretizării unor fenomene

Confruntarea unor aspecte și concluzii teoretice, proprii elasticității cauciucului, cu experiența și practica comportă soluționarea a două tipuri de probleme asociate modalităților de verificare: prima problemă privește stabilirea favorabilă a condițiilor de atingere a echilibrului, iar a doua, determinarea și controlul structurii de rețea, astfel încât să se poată estima cât mai bine masa moleculară a lanțului elementar. Acuratețea cunoașterii și caracterizării rețelei din punct de vedere structural și cinetic este condiționată de realizarea echilibrului adevărat, care, de regulă, este dificilă.

Degradarea mecanică, oxidativă etc. în timpul testării sau aplicării neglijente a procedeelor de investigare experimentală denaturează rezultatele și interpretarea lor.

Actul verificării experimentale a unor relații teoretice și al formulării unor interdependențe cantitative empirice nu trebuie să se soldeze cu introducerea în evaluările întreprinse a unor constante empirice de proveniență accidentală, sau de natură să suplinească formal lipsa unor informații esențiale referitoare la constantele de material.

#### 5.1.1. Efectul Gough-Joule

Unul din cele mai interesante și neobișnuite fenomene, alăturate alungirii elastice a cauciucului, îl constituie așa-numitul *efect Gough-Joule*, descoperit de Gough în anul 1805. Gough a constatat că o bandă de cauciuc întinsă de o greutate suspendată de ea, dacă este încălzită, se contractă; procedând la răcirea ei, banda se lungeste. O experiență simplă de acest gen demonstrează reversibilitatea variației lungimii probei de cauciuc și repetarea nelimitată a ciclului încălzire—răcire.

Procedând la **încălzirea** aceleiași probe, dar menținând constantă lungimea ei prin adaptarea **solicitării**, tensiunile în probă cresc.

Joule, în 1859, confirma descoperirea efectului termic al contracției cauciucului prin încălzire, obținând rezultate experimentale, verificate de Guth și James în anul 1943. În figura 47 este arătată creșterea temperaturii cauciucului cu alungirea sa relativă.

Meyer și Ferry, în 1935, au urmărit încălzirea unei probe de cauciuc menținute la extensiunea constantă de 350% și au obținut dependența tensiunii de temperatură de la  $-75^{\circ}\text{C}$  la  $+75^{\circ}\text{C}$  (fig. 48). Ei au ajuns la concluzia că tensiunea cauciucului crește liniar între  $-60^{\circ}\text{C}$  și  $+60^{\circ}\text{C}$ , după ce de la  $-75^{\circ}\text{C}$  pînă la  $-60^{\circ}\text{C}$  descrescuse. Discontinuitatea corespunde trecerii de la proprietățile caracteristice cauciucului la proprietățile unui solid ordinar, similar sticlei. Pentru cauciucul nevulcanizat, discontinuitatea apare la  $-70^{\circ}\text{C}$ .

Schimbarea proprietăților în acest punct de tranziție, de la starea înalt elastică la starea vitroasă, produsă la temperatura de vitrifiere  $T_v$ , este reversibilă.

Cauciucul, aflat la  $T < T_v$  după introducerea, de exemplu, în azot lichid devine casant ca sticla. Lanțurile elementare ale rețelei de cauciuc devin, la  $T \leq T_v$ , imobile ca moleculele într-un solid rigid.

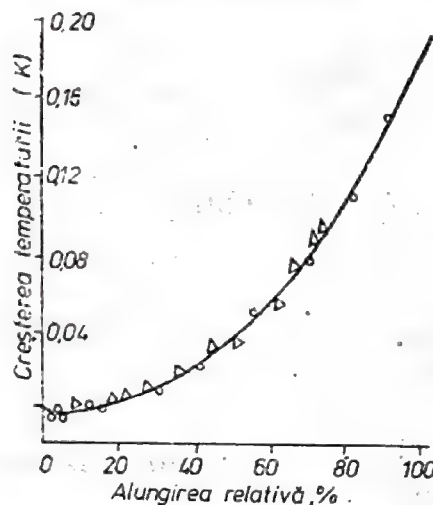


Fig. 47. Căldura de extensie a cauciucului (o — Joule;  $\Delta$  — James, Guth).

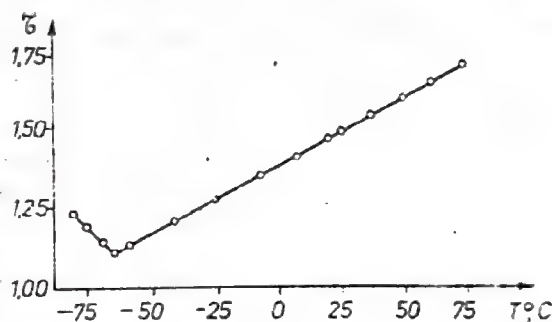


Fig. 48. Tranziția dintre stările cauciucosă și sticloasă în dependența tensiunii de temperatură.

Efectul Gough-Joule se demonstrează simplu cu aparatul din figura 49. Experimentul presupune folosirea unei benzi de cauciuc, lungă de 15—20 cm, după ce a fost alungită de circa trei ori. Capătul  $A'$  al benzii este prins de un resort  $B$ ,  $A$  fiind fixat. Resortul este ales încît să se întindă dublu la alungirea indicată a benzii. Un ac indicator permite să se urmărească pe scala gradată contractarea probei cînd aceasta este introdusă într-un recipient cu apă fierbinte, de exemplu. În apă rece, efectul este invers, proba dilatîndu-se.

Efectul căldurii de alungire a cauciucului poate fi pus în evidență ușor, dat fiind că temperatura acestuia poate crește cu circa  $10^\circ\text{C}$ , într-un interval mare de întindere.

O roată ușoară de aluminiu cu spițe de fir de cauciuc, încălzite corespunzător într-un dispozitiv confecționat anume, se pune în mișcare ca urmare a perturbării centrului ei masic la contractarea firelor și astfel rotirea continuă atît timp cît prin dreptul sursei de încălzire a spițelor are loc efectul contractării acestora [14].

După toate probabilitățile, se pare că Kelvin [71] a fost primul care a remarcat implicațiile termodinamice ale coeficientului de temperatură pozitiv din fenomenul demonstrat experimental al încălzirii cauciucului alungit adiabatic. El a afirmat că forța aferentă extensibilității elastice a cauciucului se explică prin mișcarea particulelor care alcătuiesc corpul. În condiții adiabactice, cînd

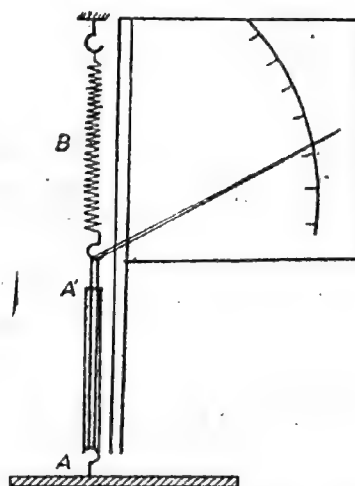


Fig. 49. Dispozitiv de verificare a efectului Gough-Joule.

$$\delta T = \delta Q / c_p \quad (255)$$



variația izentropică ( $S = \text{ct.}$ ) a temperaturii se exprimă prin relația

$$\left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_S = -\left(\frac{1}{c_l}\right)\left(\frac{\partial Q}{\partial l}\right)_T; \quad (256)$$

apare necesitatea luării în considerație a căldurii specifice a materialului  $c_l$  la lungime constantă și a căldurii alungirii izoterme  $\left(\frac{\partial Q}{\partial l}\right)_T$ , dacă se consideră o probă de cauciuc de masă unitate.

Variația temperaturii la extensie rapidă de la  $l_0$  la  $l$  se obține integrând (256):

$$\Delta T = -\frac{T}{c_l} \int_{l_0}^l \left(\frac{\partial S}{\partial l}\right)_T dl. \quad (257)$$

La extensii mari, variația efectului termic se complică asemănător variației energiei interne și depinde de natura elastomerului.

În figura 50, sînt ilustrate comportările tipice ale cauciucului crud vulcanizat, la alungire adiabetică și la comprimare.

Pînă la alungirea de 230%, curba variației temperaturii în funcție de acest parametru demonstrează reversibilitate, iar de la această valoare în sus încălzirea, respectiv răcirea probei nu mai sînt reversibile; răcirea la comprimare apare mai mare decît încălzirea la alungire (curba continuă). Responsabilă de această deosebire este căldura de cristalizare concomitentă cu efectul primar datorat variației entropiei conformaționale.

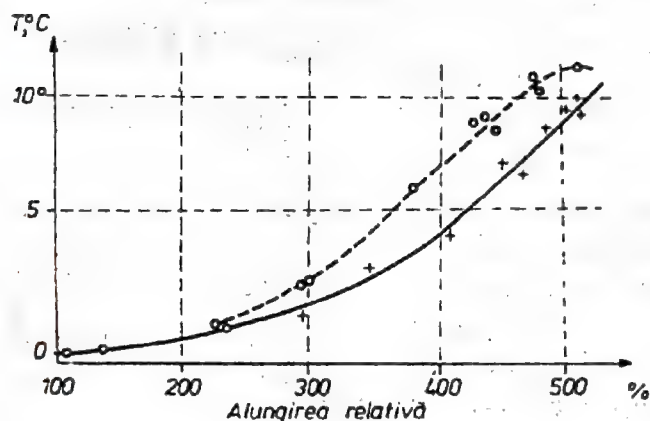


Fig. 50. Comportările tipice ale cauciucului vulcanizat la alungire adiabetică și la comprimare.

Neoprenul (policlorbutadiena) cristalizabil la alungire prezintă, spre deosebire de cauciucul natural vulcanizat, o curbă de comprimare situată mai jos decît curba de alungire. Acest efect se poate explica prin procese de relaxare mai pregnante în deformabilitatea neoprenului decît în cazul cauciucului natural vulcanizat.

Cauciucurile necristalizabile, în asemenea experimente, manifestă efecte de încălzire foarte slabe, în timp ce neoprenul, de exemplu, se caracterizează printr-o variație a temperaturii la alungire adiabetică de pînă la 14°C. Cauciucul vulcanizat cu 8% sulf, dacă cristalizează, nu se încălzește cu mai mult de 3°C.

### 5.1.2. Temperatura ca reper și criteriu experimental

Proprietățile fizice ale elastomerilor sînt descrise, de obicei, în cadrul unor interdependențe fenomenologice și stări termomecanice, ale căror relatări calitative și cantitative esențiale implică temperatura ca reper și criteriu teoretico-experimental de prim rang.

Temperatura sau coeficienții de temperatură asigură caracterizarea limitativă a unor stări, evoluții, tranziții, proprietăți specifice, contribuind astfel la cuprinderea fizică amplă și concludentă a diferitelor particularități fenomenologice pe care le determină.

Influența temperaturii nu este întotdeauna simplă și în relații evidente cu alte mărimi fizice. Iată, de exemplu, rolul jucat de temperatură în reacțiile de polimerizare, cînd se constată că factorii de frecvență ai reacțiilor de transfer sînt superiori celor ai reacțiilor de propagare și că energia de activare mai ridicată a reacțiilor de transfer este responsabilă de vitezele de transfer, în general mai slabe decît vitezele de propagare. Se precizează în acest mecanism, deloc simplu de urmărit, că în cazul cînd transferul intervine, mărirea constantei de transfer cu creșterea temperaturii conduce la creșterea gradului de polimerizare cînd temperatura descrește.

*Efectul temperaturii asupra proprietăților elastomerilor* apare într-un domeniu strîns de temperatură fiind legat, de regulă, de tranziții abrupte, distincte de tranzițiile de fază clasice. Astfel, măsurarea căldurii specifice a unor probe de cauciuc vulcanizat [72] a condus la apariția unei discontinuități ( $-70^{\circ}\text{C}$ ) în panta variației cu temperatura a entalpiei cauciucului natural.

Se constată în practica de laborator și uzuală că dacă temperatura cauciucului scade suficient, acesta își pierde proprietățile de înaltă elasticitate, devenind dur și casant. Schimbarea de comportare termomecanică a materialelor similare cauciucului se produce în vecinătatea temperaturii la care, prin răcire, acestea devin fragile.

K i m u r a și N a m i k a w a [73] au observat de asemenea o discontinuitate în panta variației cu temperatura a volumului specific al cauciucului natural. Ei au constatat, de altfel, că temperatura de tranziție relevabilă într-un asemenea experiment, crește cu cantitatea de sulf destinată vulcanizării cauciucului. Studiul tranzițiilor de diverse tipuri, afectînd diferite proprietăți, s-au extins treptat de la cauciucul natural la elastomerii sintetici [74] și îndeosebi, la poliizobutilenă [75], în cazul căreia efectele de temperatură apar la peste  $0^{\circ}\text{C}$ .

Elastomerii hidrocarbonați, relativ apti de cristalizare, manifestă tranziții de care sînt responsabile fracțiile vitroase din masa lor [75]. În figura 51 este ilustrată variația volumului cauciucului amorf și parțial cristalin, în funcție de temperatură [75].

Variația temperaturii de tranziție în funcție de un parametru structural semnificativ prezintă prin diversitatea metodelor de investigare un interes particular. Figura 52 reunește un ansamblu de date relative la cauciucul natural cu diverse rapoarte de vulcanizare cu sulf [76]. Aceste date au fost obținute de diferiți cercetători, pe baza unor metode ca dilatarea termică, indicele de refracție, punctul de îmbătrînire a materialului etc.

În tabelul 5 sînt indicate temperaturile de tranziție aproximative pentru unele sisteme macromoleculare [76].

Încercările de a interpreta ansamblul proprietăților fizice ale elastomerilor au, de regulă, la bază examinarea alurii dependențelor funcționale, a curbelor în care temperatura intervine cu precizările de rigoare, necesare elucidării



diferitelor cazuri particulare, sau integrării acestora în concluziile generalizatoare.

Se remarcă de fapt că în timp ce temperatura de topire, de exemplu, a unui compus macromolecular este caracterizată de o discontinuitate a funcțiilor extensive termodinamice, cum sînt volumul și entalpia, definitorii pentru starea unui asemenea material, comportările de tranziție așa-zise de ordinul doi corespund numai unor schimbări a pantelor de variație, în funcție de temperatură, ale acelorași funcții; așadar, observațiile privind conductivitatea termică [77], indicele de refracție [78], proprietățile dielectrice [79, 80] etc. comportă o corelare cu constatările teoretice referitoare la tranzițiile termodinamice de ordinul doi, în sensul lui Ehrenfest [81].

Tabelul 5

Materialul	Temperatura de tranziție
Cauciucul natural	-73°C
G.R.S.	-61°C
Poliizobutilenă	-74°C
Hycar O.R.	-23°C

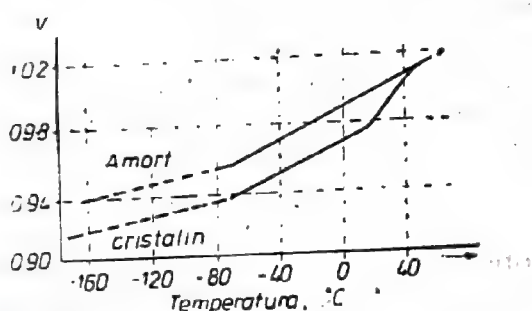


Fig. 51. Variația volumului relativ al cauciucului amorf și parțial cristalin în funcție de temperatură.

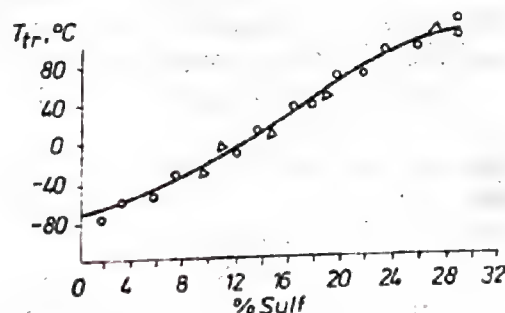


Fig. 52. Curba dependenței de raportul vulcanizării a temperaturii de tranziție a cauciucului.

În fizica elastomerilor devin decisive interpretările în termenii proceselor moleculare bazate pe considerarea tranzițiilor ordine-dezordine corespunzătoare creșterii temperaturii și limitării mișcării macrolanțurilor sau lanțurilor elementare. Corelarea aspectelor fundamentale ale tranzițiilor de fază clasice și ale tranzițiilor termodinamice de ordinul doi [82—84] a dus la substituirea, în cazul elastomerilor, a modalităților proprii unora sau altora, în favoarea examinării adecvate, cu modalități proprii așa-numitelor *tranziții vitroase*.

Tranzițiile vitroase observate experimental la elastomeri presupun interpretări diferite de cele făcute în sensul lui Ehrenfest, remarcîndu-se faptul că acestea reclamă efectiv un interval de temperatură de cîteva grade, iar temperatura relevată depinde într-o anumită măsură de caracteristicile procesului experimental.

## 5.2. Metode termomecanice

Încercările termomecanice în investigarea proprietăților fizico-structurale ale materialelor cauciucoase și în special, în elucidarea mecanismelor subtile ale comportărilor deformaționale realizează tipic reunirea constrîngerilor termice

și mecanice într-o anumită concomitență, deosebit de utilă apropierea condițiilor de laborator de cadrul practic complex al solicitărilor reale de interes tehnic.

Metodele termomecanice ajută concret abordarea și soluționarea problemelor teoretico-experimentale cu ample și importante implicații practice de nivel tehnologic sau tehnico-științific. Aplicarea acestor metode în studierea caracteristicilor fizico-structurale proprii stărilor înalt elastice, vitroase și viscoelastice ale polimerilor similari cauciucului se dovedește deosebit de utilă și cuprinzătoare, în privința datelor și informațiilor furnizate. Lucrările efectuate cu rezultate consacrate pentru această metodologie investigativă poartă amprenta unor profunde analize teoretice și se leagă de laborioasa activitate desfășurată de P. P. Kobeko, A. P. Alexandrov, Iu. S. Lazurkin, V. A. Karghin, G. I. Gurevici, E. V. Kuvșinski, N. V. Mihailov [85—90]. Teoretizarea unor fenomene termomecanice interesante de G. L. Slonimskii se impune remarcată, de asemenea, în acest context [91].

Cercetările de acest fel au condus la concluzia că materialele elastomere, ebonita, sticlele organice au multe trăsături comune și se subordonează, de obicei, aceluiași legatăți termomecanice.

În domeniul temperaturilor joase, modulul  $\mathcal{E}$  al unor asemenea materiale se modifică foarte puțin. La temperaturi  $T > T_v$ , unele dintre ele se înmoaie caracterizându-se prin scăderea rapidă a valorii modulului  $\mathcal{E}$ , relativ mică pentru intervalul corespunzător înaltei elasticității.

Realizarea unei încercări termomecanice are la bază dispozitive care asociază influența temperaturii cu efectele constrîngerii mecanice, așa cum se poate observa dintr-o reprezentare de principiu a unui asemenea dispozitiv (fig. 53). Elementele constructive includ în primul rînd mijloacele de efectuare a unuiu sau altuia dintre diferitele tipuri de constrîngeri sau solicitări mecanice, ca și pe cele care asigură variația riguroasă a temperaturii de lucru, măsurarea corespunzătoare a acesteia, termostatarea etc.

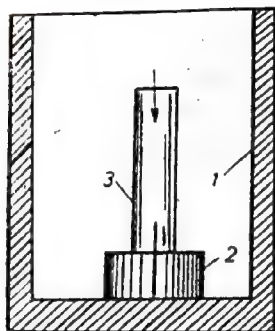


Fig. 53. Schema unui dispozitiv simplu de încercări termomecanice: 1 — termosta; 2 — probă; 3 — mijloc de constrîngere mecanică.

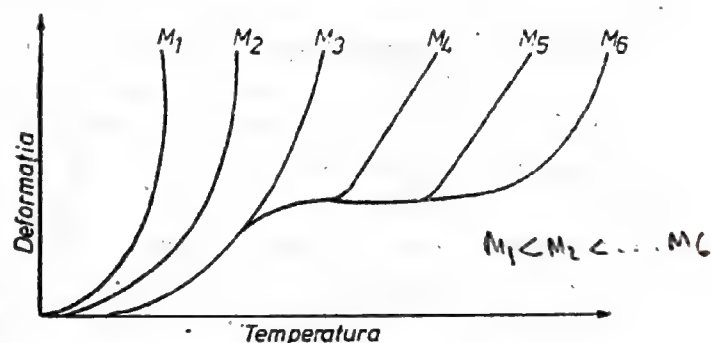


Fig. 54. Curbe termomecanice pentru materiale elastomere identice chimic, dar de mase moleculare diferite.

Curbele termomecanice obținute pentru a ilustra dependența de masa moleculară a sistemului elastomer, supus la asemenea încercări, sînt deosebit de semnificative, subliniind alura lor particulară în funcție de temperatură, în cazurile  $M_1 < M_2 < M_3$  ș.a.m.d. (fig. 54).

Poliizobutylene, de exemplu, prezintă asemenea curbe termomecanice în funcție de gradul ei de polimerizare.



### 5.2.1. Alte metode și procedee aplicate în studiul elastomerilor

Aplicarea metodei interferometrice la studiul dilatării termice a cauciucului [92] a scos în evidență faptul că variația coeficientului de dilatație se produce în realitate într-un interval de temperatură de circa  $4^{\circ}\text{C}$ , respectiv, între  $-71$  și  $-67^{\circ}\text{C}$ . Se observă însă că metodele rapide afectează, prin această caracteristică a lor, valorile diferitelor mărimi abordate experimental, în special, în cazul materialelor cauciucoase cu proprietăți de relaxare remarcabile.

Așa, de exemplu, metodele și procedeele de investigare experimentală moderne, cu viteză de intervenție mare față de metodele clasice, dau valori mai mari pentru temperatura de vitrifiere. Orice experiență de laborator corespunzând determinării unei proprietăți la temperaturi continuu descrescătoare favorizează relevarea unei temperaturi de tranziție vitroasă, mai ridicată atunci când viteza de variație a temperaturii de lucru este relativ mare.

Este interesant de reținut că măsurătorile de deformăție la echilibru termic conduc la valori cu atât mai ridicate, cu cât intervalul de timp scurs între aplicarea sarcinii și măsurarea deformăției este mai scurt.

Observațiile de acest gen au devenit decisive pentru reliefarea caracterului cinetic al proprietăților de tranziție sticloasă a materialelor elastomere. Studiile sistematice ale fenomenelor cu evoluție izotermă [93—95] au contribuit la distingerea mai multor aspecte legate de tranziția vitroasă și de natura variabilei macroscopice urmărite prin procedeul constrîngerii impuse materialului.

Se disting astfel: *tranziția vitroasă mecanică*, legată de deformarea de forfecare a materialului și *tranziția vitroasă dilatometrică*, bazată pe procedeul care îi conferă acest atribut.

Primul gen de tranziții se relevă prin experiențe de fluaj sau de relaxare, dar poate fi pus în evidență și prin încercări dinamice cu constrîngeri sinusoidale. Se constată, în acest ultim caz, că o epruvetă supusă unei constrîngeri sinusoidale de forfecare, la temperatură și frecvență date, reacționează la acțiunea deformantă periodică dacă aceasta este destul de slabă pentru a menține lineară comportarea mecanică, deformîndu-se sinusoidal.

Amplitudinea deformăției și decalajul acesteia constituie două mărimi a căror cunoaștere permite determinarea caracteristicilor mecanice ale elastomerilor, la temperaturi și frecvențe judicios alese. Aceste caracteristici pot fi exprimate sub forma unui modul sau a complianței corespunzătoare complexe. Creșterea complianței corespunde trecerii sistemului examinat de la comportarea de solid în stare sticloasă la starea înalt elastică, pentru timpuri de răspuns de ordinul milisecundelor. Domeniul comportării delimitate de frecvență și de temperatură, în acest mod și cu efectele menționate, este de fapt propriu tranziției vitroase mecanice.

Conceptul tranziției vitroase mecanice apare ca o consecință a valabilității legilor de corespondență între temperatură și frecvență, enunțate în studiile comportării mecanice a polimerilor de T o b o l s k y și apoi de W i l l i a m s, L a n d e l și F e r r y.

Tranziția vitroasă dilatometrică este implicată în experiențe simple care, în principiu, constau în măsurarea, în funcție de timp, a volumului unei probe care a suferit, în prealabil, un tratament termic. În asemenea experiențe, polimerii intervin în stare topită și se pune în evidență temperatura tranziției respective și dependența ei de timpul de observație.

superpozitivă Boltzmann

### 5.2.2. Diverse observații și concluzii experimentale

Materialele elastomere sînt capabile de manifestarea — mai mult sau mai puțin evidentă — și a altor proprietăți, decît cele de natură mecanică și termică.

În acest sens se impune semnalarea proprietăților optice, fotoelastice, dielectrice etc.

Elastomerii, de regulă, izotropi, devin, în urma unor deformații suficient de mari și de corespunzător produse în raport cu structura și scopurile urmărite, medii anizotrope capabile de birefrință, cînd sînt asigurate condițiile optice necesare. K u h n și G r ü n [69] au abordat teoretic dependența anizotropiei optice de deformația produsă unui material optic în starea înalt elastică.

Este interesant de arătat că studiile experimentale menite să contribuie la explicarea birefrinței materialelor de tip cauciucos se împletesc cu rezolvarea a două tipuri de probleme și anume, cu acele destinate verificării legilor teoretice și cu interpretarea proceselor de cristalizare.

Dependența existentă între tensiune și birefrința caracteristică cauciucului butadien-stiren (GR-S) are alura din figura 55. Studiul întreprins de T r e l o a r în acest caz, la temperatura de 25°C, nu prezintă efecte de histerezis.

Particularitățile cristalinității elastomerilor și caracterizarea cristalizării induse formează obiectul a numeroase cercetări de laborator, avînd la bază microscopia optică, difractografia razelor X, microscopia electronică, spectrofotometria în infraroșu, rezonanța magnetică nucleară, rezonanța electronică de spin, cu specificul lor de investigare structural-morfologică.

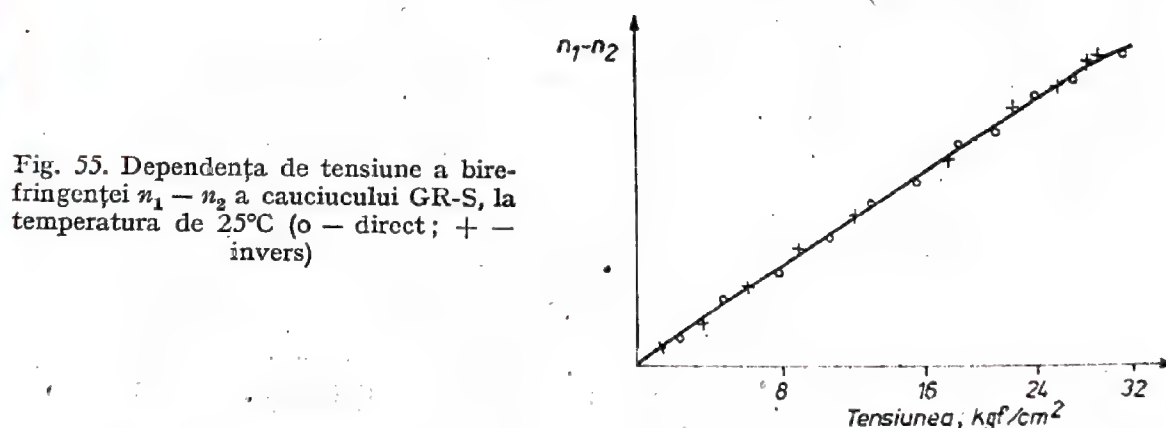


Fig. 55. Dependenta de tensiune a birefrinței  $n_1 - n_2$  a cauciucului GR-S, la temperatura de 25°C (o — direct; + — invers)

Corelarea proprietăților macroscopice decurgînd din starea de tensionare a materialelor elastomere cu cristalinitatea, înmuierea, topirea, curgerea lor presupune o judicioasă întrepătrundere a efectelor proprii elasticității înalte cu clasa specială a proprietăților reonome care, la limita stărilor înalt elastice și viscoelastice, concurează elocvent la descrierea și caracterizarea cît mai completă a comportării fizice atît de diversificate a materialelor similare cauciucului.

### Bibliografie

- [ 1 ] L. Trelgar. *The Physics of Rubber Elasticity*. Oxford, 1949.
- [ 2 ] G. Champetier. *Chimie macromoléculaire*. Vol. I, Herman, Paris, 1970.
- [ 3 ] A. D. Jenkins. *Polymer Science. A Materials Science Handbook*. Vol. I, North Holland Publishing Company, Amsterdam-London, 1972.



- [ 4] E. Ceașescu. *Cercetări în domeniul sintezei și caracterizării compușilor macromoleculari*, Editura Academiei R.S.R., București, 1974.
- [ 5] A. A. Tager. *Physical Chemistry of Polymers*. Mir Publisher, Moscow, 1972.
- [ 6] J. M. Schultz. *Polymer Materials Science*. Prentice Hall Inc., New Jersey, 1974.
- [ 7] G. M. Bartenev, Iu. V. Zelenev. *Kurs fiziki polimerov*. Izd-vo Himia, Leningrad, 1976.
- [ 8] G. Natta, P. Corradini. *Rubber Chem. Tech.*, **33**, 703, 1960.
- [ 9] R. J. Samuels. *Structured Polymer Properties*. Wiley Interscience, New York, 1974.
- [10] A. A. Askadskii. *Deformația polimerov*. Izd-vo Himia, Moskva, 1973.
- [11] R. F. Boyer, R. Simha. *J. Chem. Phys.*, **37**, 1003, 1962.
- [12] I. C. Petrea. *Structura polimerilor*. E.D.P., București, 1971.
- [13] T. M. Birștein, O. B. Ptișin. *Konformații makromolekul*. Izd-vo Nauka, Moskva, 1964.
- [14] L. R. G. Treloar. *Introduction to Polymer Science*. Wikeham Publications, London, 1970.
- [15] G. Champetier, L. Monnerie. *Introduction à la chimie macromoléculaire*. Masson & Cie, Paris, 1969.
- [16] N. Bărbulescu. *Fizică moleculară și căldură*. E.D.P., București, 1970.
- [17] P. J. Flory. *Statistical Mechanics of Chain Molecules*. Intersci. Publish., New York, 1969.
- [18] P. Debye. *Collected Papers*. Intersci. Publish., 1954.
- [19] F. Bueche. *Physical Properties of Polymers*. Intersci., New York, 1962.
- [20] P. Debye. *Journ. Chem. Phys.*, **14**, 936, 1946.
- [21] W. Kuhn. *Kolloid. Zs.*, **76**, 258, 1936; **87**, 3, 1939.
- [22] H. Eyring. *Phys. Rev.*, **39**, 746, 1932.
- [23] C. Sadron. *J. Chim. Phys.*, **43**, 12, 145, 1946.
- [24] H. Benoit. *J. Chim. Phys.*, **44**, 18, 1947.
- [25] A. V. Tobolsky. *J. Chem. Phys.*, **31**, 387, 1959.
- [26] M. V. Volkenstein. *Configurational Statistics of Polymeric Chains*. Cap. 6, Intersci. Publish., New York, 1963.
- [27] P. J. Flory. *Principles of Polymer Chemistry*. Cornell University Press, Ithaca, New York, 1953.
- [28] F. T. Wall. *Journ. Chem. Phys.*, **11**, 67, 1943;  
*Rubb. Chem. Technol.*, **16**, 479, 1943.
- [29] Kemp, Egan. *Journ. Amer. Chem. Soc.*, **60**, 1521, 1938.
- [30] Osborne, Garner, Yort. *Journ. Chem. Phys.*, **8**, 131, 1940.
- [31] S. E. Bresler, Ia. I. Frenkel. *J.E.T.F.*, **9**, 1094—1106, 1939.
- [32] *Entiklopedia polimerov*. Vol. II, 115, Izd-vo Sovetskaia Entiklopedia, Moskva, 1974.
- [33] S. Oka. *Proc. Math. Soc. Japan*, **24**, 657, 1942.
- [34] H. Benoit, P. M. Doty. *Journ. Phys. Chem.*, **57**, 958, 1953.
- [35] W. J. Taylor. *Journ. Chem. Phys.*, **15**, 412, 1947; **16**, 257, 1948.
- [36] H. Kuhn. *Journ. Chem. Phys.*, **15**, 843, 1947.
- [37] V. M. Volkenstein, O. B. Ptișin. *Dokladi A. N. SSSR*, **78**, 657, 1951.
- [38] G. Porod. *Journ. Polymer. Sci.*, **10**, 157, 1953.
- [39] R. A. Sack. *Nature*, **171**, 310, 1953.
- [40] S. Mizushima. *Structure of Molecules and Internal Rotation*. New York, 1954.
- [41] L. S. Bartell, D. A. Kohl. *Journ. Chem. Phys.*, **39**, 3097, 1963.
- [42] L. Pauling. *The Nature of the Chemical Bond*. Ed. 3, Ithaca, 1960.
- [43] D. R. Herschbach. *Intern. Symp. Mol. Struct. Spectr. Tokio*, 1962.
- [44] M. Karplus, R. G. Parr. *Journ. Chem. Phys.*, **38**, 1547, 1963.
- [45] R. M. Pitzer. *Journ. Chem. Phys.*, **47**, 965, 1967.
- [46] L. Pedersen, K. Morokuma. *Journ. Chem. Phys.*, **46**, 3941, 1967.
- [47] D. W. Scott ș. a. *Journ. Phys. Chem.*, **65**, 1320, 1961.

- [48] H. Fikentscher, H. Mark. *Kautschuk*, **6**, 2, 1930.
- [49] E. Marck, Jr. *J. Am. Chem. Soc.*, **56**, 2527, 1934.
- [50] E. Karrer. *Phys. Rev.*, **39**, 857, 1932.
- [51] N. Bărbulescu, L. Georgescu, R. Țițeica, D. Bircă-Gălățeanu, I. Spînulescu. *Fizica*. Vol. I, ed. II-a, E.D.P., București, 1972.
- [52] L. R. G. Treloar. *Trans. Faraday Soc.*, **40**, 59, 1944.
- [53] L. Hock, S. Bostron. *Kautschuk*, **2**, 130, 1926.
- [54] A. X. Schmidt, C. A. Marlies. *Principles of High Polymer Theory and Practice*. Mc Graw Hill Book Co. Inc., New York, 1948.
- [55] D. J. Williams. *Polymer Science and Engineering*. Prentice Hall Inc., New Jersey, 1971.
- [56] A. K. Malmeister, V. P. Tamuj, G. A. Teters. *Soprotivlenie jestkih polimernih materialov*. Izd-vo Zinatne, Riga, 1972.
- [57] K. J. Smidth, Jr. *Polymer Science. A Materials Science Handbook*. Editor A. D. Jenkins, North Holland Publ. Co., Amsterdam-London, vol. I, 349, 1972.
- [58] A. Charlesby. *Radiation Effects in Materials*. Pergamon Press, 1960.
- [59] C. N. Plăvițu. *Fizică moleculară*. Centrul de multiplicare al Universității din București, 1971.
- [60] H. James, E. Guth. *Journ. Chem. Phys.*, **11**, 512, 1943.
- [61] P. J. Flory, Rehner. *Journ. Chem. Phys.*, **11**, 512, 1943.
- [62] L. R. G. Treloar. *Trans. Faraday Soc.*, **39**, 36, 1943; **39**, 241, 1943.
- [63] L. R. G. Treloar. *Rubber Chem. Technol.*, **16**, 746, 1943; **17**, 296, 1944.
- [64] E. Guth, H. James, H. Mark. *Advances in Colloid Science*. Vol. II, New York, 1946.
- [65] P. J. Flory. *Chem. Rev.*, **35**, 51, 1944.
- [66] K. H. Meyer, C. Ferry. *Helv. Chem. Acta*, **18**, 570, 1935.
- [67] R. L. Anthony, R. H. Caston, E. Guth. *J. Phys. Chem.*, **46**, 826, 1942.
- [68] G. Gee. *Trans. Faraday Soc.*, **42**, 585, 1946; **42 B**, 33, 1946.
- [69] W. Kuhn, Grün. *Kolloid. Zs.*, **101**, 248, 1942.
- [70] W. Kuhn, H. Kuhn. *Helv. Chim. Acta*, **29**, 1095, 1946.
- [71] Kelvin. *Quart. Journ. Math.*, 1855.
- [72] M. Ruhemann, F. Simon. *Z. physik. Chem.*, **A 138**, 1, 1928.
- [73] S. Kimura, N. Namoikawa. *J. Soc. Chem. Ind. Japan.*, **32**, Supp., 196, 1929.
- [74] R. D. Rands, Jr., W. J. Ferguson, J. L. Prather. *J. Research Natl. Bur. Standards*, **33**, 63, 1944.
- [75] N. Bekkedall. *Rubber Chem. Tech.*, **8**, 5, 1935.
- [76] R. F. Boyer, R. S. Spencer. *Advances in Colloid Science*. Vol. II (editor H. Mark, G. S. Whitby), Intersci. Publish., New York, 1946.
- [77] A. H. Scott. *J. Research Nat. Bur. Standards*, **14**, 99, 1935.
- [78] A. Shallamach. *Proc. Phys. Soc. London*, **53**, 214, 1941.
- [79] D. W. Kitchin. *Ind. Eng. Chem.*, **24**, 549, 1932.
- [80] R. M. Fuoss. *J. Am. Chem. Soc.*, **63**, 369, 1941.
- [81] P. Ehrenfest. *Commun. Kamerlingh Onnes Lab. Univ. Leiden*, Suppl., **75 b**, 1933.
- [82] K. Ueberreiter. *Z. angew. Chem.*, **53**, 247, 1940.
- [83] H. Eyring. *J. Chem. Phys.*, **4**, 283, 1936.
- [84] W. Kauzmann. *Rev. Modern. Phys.*, **14**, 12, 1942.
- [85] G. I. Gurevici, P. P. Kobeko. *J.T.F.*, **9**, 1267, 1939.
- [86] V. A. Kargin, N. V. Mihailov. *Acta physicochim. URSS*, **11**, 343, 1939.
- [87] P. V. Kozlov. *Fiziko-himiiia .... Goskinozdat*, 1939.
- [88] P. P. Kobeko, E. V. Kubșinskii, G. I. Gurevici. *Izv. A. N. SSSR, Ser. fiz.*, **6**, 329, 1937.



- [89] Iu. S. Lazurkin. J.T.F., **9**, 1261, 1939.
- [90] A. P. Alexandrov, Iu. S. Lazurkin. J.T.F., **9**, 1249, 1939.
- [91] G. L. Slonimski. J.T.F., **9**, 1791, 1939.
- [92] L. A. Wood, N. Bekkedahl, C. G. Peters. Rubber Chem. Tech., **13**, 290, 1940.
- [93] C. Simionescu, C. Vasiliu-Oprea. *Tratat de chimia [compușilor macromoleculari]*, vol. I, E.D.P., București, 1973.
- [94] A. J. Kovacs. Trans. Soc. Rheology, **5**, 285, 1961.
- [95] E. Ceașescu. *Polimerizarea stereospecifică a izoprenului*, Editura Academiei R.S.R., București, 1979.

## Partea a doua

# REOLOGIE MACROMOLECULARĂ

### OBIECTUL REOLOGIEI

*Reologia*, definită ca sistem de cunoștințe și preocupări privind deformarea sau curgerea materiei, corelează o arie complexă de procese elementare și fenomene particulare, susceptibile de investigații și legități proprii.

Începuturile existenței acestui domeniu cu importante aplicații în activitatea practică imediată, identificat cu știința deformării corpurilor, sau a curgerii lor într-o accepțiune spațio-temporală de riguroasă interpretare fizico-mecanică, are străvechi rezonanțe social-istorice. Astfel, egipteanul *A m e n e m h e t*, autorul primelor descrieri cunoscute privind construcția și folosirea ceasurilor cu apă, descoperite de el cu aproximativ 16 secole înaintea erei noastre, poate fi considerat drept primul reolog din îndelungata istorie a acestei științe. El a încercat să măsoare timpul urmărind curgerea apei din diferite vase, fără a ține seama de influența temperaturii, a presiunii și a altor factori care afectau sensibil măsurarea corectă a intervalelor de timp. O asemenea preocupare, ca și altele de același gen, au suscitat într-o mai mică măsură interesul filozofilor și matematicienilor Greciei sau Romei antice, care meditau asupra originii vieții, lucrurilor din natură etc. în afara laturilor lor practice.

Istoria reologiei începe să se contureze în epoca Renașterii, când apar condiții mai propice științei decât în evul mediu, evidențiind, printre altele, cercetările remarcabile inițiate de *Leonardo da Vinci*, la jumătatea secolului al XVI-lea, cu privire la curgerea apei prin conducte și sisteme de canalizare.

În secolul al XVII-lea, studiile reologice capătă o anumită dezvoltare datorită contribuțiilor lui *Galilei*, și mai târziu ale lui *Hooke*, la elucidarea unor aspecte ale elasticității corpurilor solide; la acea epocă se constata deja proporționalitatea tensiunilor mecanice în solidele elastice cu deformațiile, iar *Newton* stabilise pentru lichide proporționalitatea rezistenței lor la curgere cu viteza de alunecare a straturilor de lichid.

Mai târziu, în secolul al XIX-lea, *Poiseuille* relevă curgerea laminară a lichidelor în tuburi, formulând legea care îi poartă numele. Cercetările în domeniul reologiei au luat un avânt treptat în deceniile următoare, ajungându-se în prezent la un sistem de cunoștințe și informații de specialitate, cuprinse organizat în numeroase lucrări științifice de profil.

Reologia modernă, conținutul și nivelul său științific se leagă incontestabil de numele și activitatea lui *Bingham*, socotit pe drept cuvânt părintele acesteia. Dealtfel, *Bingham* este cel care a dat domeniului numele de *reologie*, subliniind astfel caracterul ei fundamental de *știință a curgerii corpurilor*.

\*



Este necesar de precizat, chiar de la început, că fenomenul numit *curgere* în contextul preocupărilor științifice ale reologiei, constă în dezvoltarea continuă și ireversibilă a deformării unui corp sub acțiunea unor forțe finite. În solide, acest fenomen poartă denumirea de *curgere plastică*, pe când în lichide se numește *curgere viscoasă*.

Domeniul actual al reologiei este mult mai complex, dacă se ține seama că el include aproape toate aspectele investigării științifice ale deformării materiei, în timp scurt sau îndelung, sub acțiunea unor solicitări generatoare de tensiuni interne. Într-un sens mai larg, reologia vizează cunoașterea aprofundată a reacției intime sau a răspunsului materialelor la acțiunea unor forțe externe.

*Reologia macromoleculară*, prin însușirile remarcabile ale sistemelor polimere, face parte integrantă și ilustrează specific domeniul mai vast al reologiei propriu-zise, care se ocupă și de comportarea reologică a substanțelor macromoleculare.

Compușii macromoleculari se situează, prin particularitățile lor reologice și prin proprietățile reonome, între cele două extreme ale comportării reologice simple, care sînt proprii *fluidului newtonian* și *solidului hookean*.

De obicei, acțiunea deformantă este deformația de echilibru caracterizată de intercompensarea tensiunilor interne și externe. Se știe că majoritatea solidelor manifestă diversificat răspunsul elastic la acțiunea deformantă, în funcție de natura chimică și de structura moleculară a acestora. Astfel, cel mai simplu corp sau mediu elastic este *solidul elastic hookean*, în cazul căruia deformația produsă este proporțională cu mărimea forței deformante.

Există și *materiale nehookeene* care reacționează elastic, fără o relație liniară între deformație și solicitarea deformantă.

În mediile lichide, deformarea continuă și după încetarea acțiunii deformante, astfel încît nu mai poate fi vorba de o deformație de echilibru. Forțele interne de frecare din lichide se opun deformației, a cărei viteză este astfel retardată, făcînd posibilă stabilirea echilibrului numai atunci cînd viteza deformației devine constantă, așa cum se întîmplă în cazul lichidelor cu anumite însușiri. *Lichidul newtonian* este fluidul pentru care viteza de deformare este proporțională cu tensiunea aplicată.

Cele mai multe fluide manifestă o dependență neliniară de tensiune, fiind numite *fluide nenewtoniene*. Majoritatea polimerilor sintetici în soluții și în topituri prezintă particularități de curgere nenewtoniană, dependente de factori influenți, ca temperatura, concentrația etc.

Deformația elastică hookeană constituie doar un punct de plecare în domeniul corpului solid, tot așa cum curgerea newtoniană a lichidelor apare ca o particularizare ideală a unei importante clase de proprietăți mecanice ale fluidelor viscoase. Între cele două limite ale reacțiilor elastice și fluid-viscoase se află un întreg spectru de combinații ale acestor tipuri de comportări de bază ale materialelor. Există astfel *reacția plastică*, în care materialul se deformează în mod asemănător cu un solid elastic atît timp cît tensiunea aplicată nu depășește o anumită valoare, numită *limită de curgere*. Dacă tensiunea aplicată depășește această limită, materialul se comportă ca un fluid viscos. Astfel de materiale sînt, de exemplu, vopselele sau lacurile. O altă clasă importantă o constituie *fluidele viscoelastice*, a căror comportare apare ca o combinație între reacția elastică și cea fluid-viscoasă.

Analiza tipurilor de răspuns ale materialului cere să se precizeze faptul că într-o experiență dată, răspunsul depinde atît de natura materialului, cît și de

*factorul timp*. Astfel, apa se comportă ca un fluid newtonian în experiențele obișnuite, dar, dacă este supusă unor vibrații cu frecvență foarte înaltă, în ea încep să se propage unde ca și într-un corp solid. Cauza acestei aparente schimbări de comportare constă în faptul că răspunsul materialului este în esență de natură moleculară, incluzînd pe de o parte deformarea legăturilor intermoleculare, iar pe de alta — deplasarea moleculelor —, unele în raport cu altele. În general, o tensiune se poate solda cu deformarea legăturilor din molecule, deplasările lor fiind foarte mici. Fenomenul de curgere a moleculelor presupune un timp considerabil mai lung. Astfel, într-un câmp de tensiuni aplicate foarte rapid, ca în cazul unor vibrații de înaltă frecvență, tensiunea se poate anula înainte ca moleculele să fi avut timp să se deplaseze apreciabil; în acest caz, este amorsat doar mecanismul elasticității. Studiul complex al proprietăților reologice implică menționarea condițiilor de cercetare a materialului.

Cunoașterea caracteristicilor și a proprietăților fizico-mecanice presupune în abordarea reologică a stării comportamentale a materialelor polimere ajută, pe de altă parte, și tehnologia modernă de prelucrare a acestora.

Particularitățile de structură moleculară și proprietățile reologice ale materialelor polimere se corelează teoretic și experimental în studii care vizează cu precădere mecanisme intime și interdependențe de tipul deformatie-tensiune. *Elasticitatea și înalta elasticitate* a unor medii reprezintă doar câteva din multiplele și variatele manifestări concrete de stăresau de răspuns ale materialelor clasice ori moderne.

Studiul reologic al proprietăților mecanice relevă numeroase caracteristici structural-morfologice care influențează aceste proprietăți, concomitent cu procesele elementare proprii curgerii și deformării materiei.

Reologia sistemelor macromoleculare, cu structuri și morfologii intime atît de particulare, reliefează rolul entităților și subentităților structurale în cadrul mecanismelor de interacțiune care stau la baza interpretării molecular-cinetice, sau hidrodinamice, a uneia sau alteia din diversele comportări fizice ale materialelor polimere. Moleculele de bază se deplasează foarte puțin în limitele legăturilor lor chimice în lanțul macromolecular, contribuind la schimbarea poziției acestuia față de celelalte macromolecule ale sistemului în stare de curgere.

Transformările structurale și morfologice sînt strîns legate, în curgerea vîscoasă, de microdeformabilitatea ireversibilă a entităților, de distorsionarea conformațiilor de echilibru, ca și de procesele de rotamerizare, concurente în ansamblul mișcărilor micro- și macrobrowniene, proprii sistemului reologic. Înscrierea proceselor elementare în fenomenele macroscopice, proprii curgerii, depinde — evident, de la caz la caz — de natura fizico-chimică a materialului. Comportarea reologică a unui sistem poate ilustra caractere atît de solid cît și de lichid, chiar și atunci cînd deformarea și viteza de deformare sînt infinitezimale. Astfel, un sistem solid, dar nu prea rigid, se deformează constant și lent în prezența unor solicitări sau tensiuni constante în intervale îndelungi de timp, manifestînd comportarea denumită *fluaj*, caracterizată de deformări și viteze de deformare infinitezimale. Starea de fluaj a unui material este concludent descrisă de *teoria viscoelasticității liniare*.

Comportamentul reologic al polimerilor implică unele fenomene particulare, care evoluează și se explică pe baza anumitor mecanisme moleculare. Aceste fenomene și mecanismele moleculare esențiale, asociate lor, privesc:

— *elasticitatea hookeană*, caracterizată de mișcarea restrictivă a segmentelor de lanț, cu deformarea ușoară a legăturilor și a unghiurilor dintre legături.



O asemenea elasticitate se manifestă în sistemele sau materialele similare sticlei;

— *elasticitatea înaltă* sau *cauciucoasă*, remarcabilă prin libertatea de mișcare locală a entităților de bază, asociată cu mișcarea microbrowniană a segmentelor de lanț. În acest caz, mișcarea macrobrowniană a macrolanțurilor este împiedicată de prezența unei structuri de rețea, difuză în masa polimerului;

— *viscoelasticitatea*, caracterizată de deformarea ireversibilă și dependența de timp a unui sistem macromolecular, asociată cu distorsionarea macrolanțurilor ca urmare a mișcării segmentelor activate, capabile totodată și de rotații interne.

Descrierea stărilor comportamentale și a proprietăților mecanice ale polimerilor amorfi se face, de regulă, evidențiind rolul acestor fenomene și procese elementare.

Proprietățile mecanice ale polimerilor semicristalini, dependente primordial de existența și de particularitățile domeniilor cristaline dispersate în matricea amorfă, pot fi deduse parțial din studiul comportării reologice a polimerilor amorfi. În studiul reologic modern al polimerilor cristalini sînt relevate sistematic caracteristicile structural-morfologice care explică riguros proprietățile lor mecanice.

Mezomorfismul unor polimeri sau comportarea lor de cristale lichide prezintă de asemenea interes deosebit din punct de vedere reologic.

# TEORIA FENOMENOLOGICĂ A COMPORTĂRII MECANICE PROPRII SISTEMELOR MACROMOLECULARE

### 6.1. Proprietăți mecanice specifice polimerilor

Cunoașterea sistematică a caracteristicilor fizico-structurale ale macromoleculelor și prin aceasta, aprofundarea proceselor definitorii ale proprietăților mecanice, exteriorizarea în comportarea și în folosirea materialelor polimere, se află la baza preocupărilor teoretico-practice ale reologiei moderne. Proprietățile mecanice, preponderent remarcabile în comportarea majorității materialelor macromoleculare solide, se identifică adesea cu *elasticitatea* și cu *înalta elasticitate* a acestora. Se știe astfel că în comparație cu metalele, a căror limită de elasticitate la alungire este doar de câteva procente din lungimea inițială a probei, polimerii sînt capabili de alungiri reversibile care ating, în cazul elastomerilor, chiar și câteva sute de procente, față de lungimea inițială a probelor. În timp ce mediile deformabile macromoleculare au modulul lui Young de  $10^{10} - 10^{11} \text{ N/m}^2$ , unii polimeri elastomeri au același modul de ordinul  $10^5 - 10^6 \text{ N/m}^2$ .

*Curgerea plastică* și *elasticitatea remanentă* sînt de asemenea proprietăți mecanice, prezente cu un grad înalt de specificitate în comportarea mecanică a polimerilor.

Cum aceste proprietăți ale polimerilor sînt determinate de structura lor macromoleculară, este interesant în acest context să se urmărească și interconexiunea particularităților cinetico-morfologice cu însușirile mecanice fundamentale ale materialelor polimere destinate prelucrării tehnologice și folosirii practice.

Trebuie remarcat, de asemenea, rolul influent jucat de catenele lungi în polimeri, precum și de legăturile inter- și intracatenare. În acest sens, este necesar să se țină seama de faptul că o moleculă polimeră nu se găsește niciodată izolată și că ea se află în interacțiune cu vecinele sale similare, fie că participă la determinarea stării condensate a sistemului, fie că se află în soluție. Astfel, în descrierea proprietăților polimerilor trebuie să se ia în considerație și caracterul acțiunilor intermoleculare.

Așa cum s-a mai arătat, proprietățile mecanice ale polimerilor sînt condiționate de existența legăturilor din interiorul aceleiași catene, care sînt mai puternice decît legăturile dintre catene, apărute ca urmare a interacțiunilor intermoleculare.

În cazul ideal, al rotației complet libere în jurul legăturilor de valență, energia internă a moleculei și unghiurile de valență rămîn constante. În același timp, așezarea relativă a diferitelor grupe de atomi din moleculă se schimbă, iar molecula polimeră ia diferite *conformații moleculare*, echivalente din punct de vedere energetic. Modificările de conformație (fig. 56) și variația distanței dintre capetele lanțului polimer afectează entropia acestuia. În asemenea circumstanțe devine posibilă analogia dintre comportarea mecanică a unui polimer ideal și aceea a gazului ideal; în această analogie, parametrului



distanță al extremităților macrolanțului îi corespunde volumul gazului, iar tensiunii din lanțul deformat — presiunea gazului. Se poate afirma că elasticitatea macrolanțurilor ideale și compresibilitatea gazului ideal sînt analoage,



Fig. 56. Conformațiile unui lanț macromolecular.

fiindcă în ambele cazuri au loc numai variații ale entropiei, energia rămînînd constantă. În realitate, orice transformare entropică este, de regulă, însoțită și de efecte energetice.

În studiul proprietăților mecanice ale polimerilor interesează ierarhizarea componentelor forțelor elastice, adică prioritatea condiționării lor de variația energiei interne sau de variația entropiei moleculelor, în cazul elasticității înalte.

Într-un asemenea studiu, este necesar să se țină seama atît de interacțiunea atomilor și a grupelor de atomi, în cadrul aceleiași catene, cît și de grupele de atomi aparținînd catenelor vecine, știind că molecula polimeră nu se află niciodată izolată. De aceea, în procesele de rotamerizare, bariera de potențial este caracterizată, pe de o parte, de simetria lanțului, iar, pe de alta, de elemente de simetrie ale structurii de lanțuri ale polimerului în stare condensată.

## 6.2. Geometria deformațiilor și a tensiunilor

### 6.2.1. Caracterul izotrop al deformației unui polimer amorf

După modul acționării forțelor, se disting următoarele tipuri de deformații ale corpurilor amorse izotrope: 1) alungirea simplă; 2) forfecarea simplă și 3) compresiunea sau comprimarea uniformă.

#### 6.2.1.1. Alungirea simplă

În figura 57 este redată schematic alungirea simplă a unei probe convenabil alese. Astfel, o prismă dreaptă, cu dimensiunile  $x, y, z$ , decupată dintr-un material elastic izotrop, este supusă acțiunii forțelor egale și contrare  $F$ , orientate după direcția axei  $x$ . Se consideră că sub acțiunea celor două forțe deformante, proba își schimbă dimensiunile inițiale  $x, y, z$ , care devin astfel  $x + \Delta x, y + \Delta y$  și  $z + \Delta z$ .

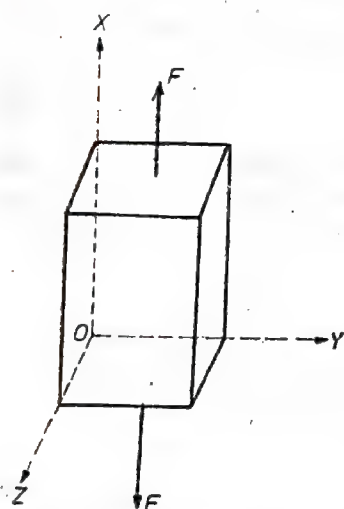


Fig. 57. Acțiunea forțelor în cazul alungirii simple.

Pentru deformații foarte mici, se definesc *deformațiile relative*  $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$  după direcțiile respective  $x, y$  și  $z$ , în felul următor:

$$\gamma_x = \frac{\Delta x}{x}; \quad \gamma_y = \frac{\Delta y}{y}; \quad \gamma_z = \frac{\Delta z}{z}. \quad (258)$$

Se observă că proba suferă pe direcția axei  $OX$  o alungire (deformație *pozitivă*), iar pe celelalte două direcții perpendiculare,  $OY$  și  $OZ$ , contracții laterale (deformații *negative*).

În această deformare, *contractia transversală relativă* ( $\gamma_y$  sau  $\gamma_z$ ) este direct proporțională cu *alungirea relativă* ( $\gamma_x$ ). Raportul dintre contractia laterală relativă și alungirea longitudinală relativă constituie, prin definiție, *raportul sau coeficientul lui Poisson*:

$$\sigma = - \frac{\gamma_y}{\gamma_x} = - \frac{\gamma_z}{\gamma_x}. \quad (259)$$

Coeficientul lui Poisson  $\sigma$  reprezintă una din principalele caracteristici ale corpurilor elastice; el poate lua valori cuprinse între zero — în cazul absenței contractiei laterale — și 0,5 — în cazul elasticității ideale, adică atunci când sub acțiunea unei forțe deformante de întindere, volumul rămîne practic constant. Pentru majoritatea materialelor cauciucioase, mărimea  $\sigma$  este apropiată de 0,5. Majoritatea materialelor cristaline și sticloase sînt caracterizate prin  $1/4 \lesssim \sigma \lesssim 1/3$ .

În limitele unei asemenea deformări, denumită și *întindere simplă*, se definește *tensiunea de întindere*  $f_a$ , dată de raportul dintre forța de întindere  $F$  și aria  $A$  a secțiunii transversale a probei:

$$f_a = \frac{F}{A}, \quad (A = y \cdot z). \quad (260)$$

Alungirea simplă a mediilor elastice este subordonată *legii lui Hooke*, potrivit căreia tensiunea și deformarea sînt proporționale:

$$f_x = \mathcal{E} \gamma_x, \quad (261)$$

unde  $\mathcal{E}$  reprezintă modulul de elasticitate sau modulul lui Young, fiind una din principalele constante de material care caracterizează elasticitatea corpurilor, a polimerilor amorfi și cristalini.

#### 6.2.1.2. Forfecarea simplă

În figura 58 este ilustrată producerea forfecării simple. Prisma dreaptă, de dimensiuni  $x, y, z$ , este considerată fixată prin baza sa de arie  $xy$ . Pe fața opusă bazei acționează pe direcția  $x$  forța tangențială  $F$ , care dă naștere unor

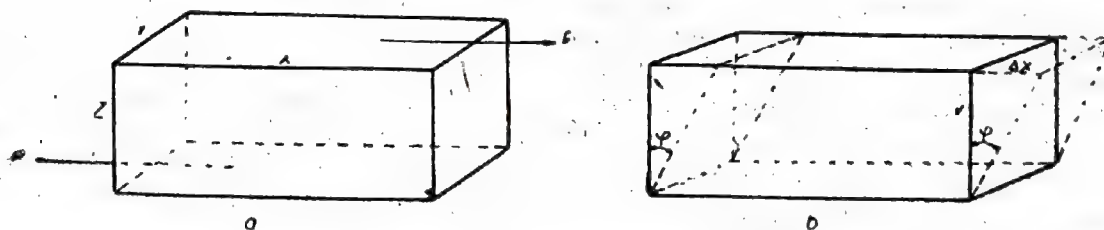


Fig. 58. Forfecarea simplă.

deformații de forfecare sau de alunecare a diferitelor straturi paralele cu baza  $xy$ . *Deformația de forfecare* se definește, din geometria figurii, prin relația:

$$\gamma = \frac{\Delta x}{y} = \operatorname{tg} \varphi; \quad (262)$$

pentru deformații mici,  $\operatorname{tg} \varphi \simeq \varphi$ , deci  $\gamma \simeq \varphi$ .



Analog definiției anterioare se exprimă *tensiunea de forfecare*  $f_{\varphi}$ , ca fiind raportul dintre forța  $F_{\varphi}$  și aria secțiunii transversale  $A = xy$ :

$$f_{\varphi} = \frac{F_{\varphi}}{A}.$$

Tensiunea de alunecare și deformația de forfecare sînt legate în acest caz prin *legea lui Hooke*

$$f_{\varphi} = G \cdot \gamma, \quad (263)$$

unde  $G$  reprezintă *modulul de forfecare* al materialului elastic considerat.

Legea lui Hooke, exprimată sub formele (261) și (263), este valabilă numai pentru deformații foarte mici. Multe sticle și medii cristaline nu pot fi supuse decît unor deformații de alungire sau de forfecare foarte mici, pentru a se evita producerea ruperii sau a apariției altor *efecte neelastice ireversibile*. Pentru aceste sisteme, studiul proprietăților elastice la întindere sau forfecare trebuie să se limiteze la deformații relative mici, de ordinul  $10^{-3} \%$ .

#### 6.2.1.3. Compresiunea uniformă

Dacă un corp elastic izotrop, de volum  $V$ , este supus unei presiuni uniforme  $p$  și dacă în aceste condiții are loc o micșorare a volumului,  $\Delta V$ , atunci variația relativă a volumului  $\Delta V/V$  este proporțională cu presiunea:

$$\frac{\Delta V}{V} = \beta \cdot p; \quad (264)$$

factorul de proporționalitate  $\beta$  reprezentînd *compresibilitatea* corpului; se definește ca *modul de compresibilitate*  $1/\beta = B$ .

Modulul de compresibilitate  $B$  reprezintă o măsură a rezistenței mecanice a mediului supus compresiunii; astfel, materialele greu compresibile se caracterizează prin valori mari ale lui  $B$ . Se știe că  $B$  pentru gazul ideal, comprimat la presiunea de 1 atm, are o valoare foarte mică:  $1,013 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ . Majoritatea lichidelor la presiunea atmosferică au modulul de compresibilitate de ordinul  $10^9 \text{ N/m}^2$ . Modulul de compresibilitate al solidelor foarte greu compresibile, — ca diamantul, rodiul, wolframul sau iridiul —, are la presiunea atmosferică valori pentru  $B$  ce depășesc  $10^{11} \text{ N/m}^2$ .

Valorile modulului  $B$  pentru diferite substanțe depind, într-o măsură mai mare, sau mai mică, de presiune și temperatură. Astfel, în timp ce în cazul gazului ideal,  $B$  variază proporțional cu presiunea, pentru lichide și solide valorile lui  $B$  depind foarte slab de presiune. În ce privește dependența modulului de compresiune  $B$  de temperatură, se observă că în cazul lichidelor, dar mai ales al solidelor, ea este de obicei slabă. De exemplu, pentru cristalul de NaCl,  $B$  are valoarea  $3,0 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$  — la 0 K și  $2,4 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$  la temperatura camerei, iar pentru cristalul de KCl, aceeași mărime are respectiv valorile:  $2,1 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$  și  $1,8 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ .

#### 6.2.1.4. Corelarea caracteristicilor elastice ale corpurilor izotrope

Constantele de material ale mediilor elastice izotrope se leagă între ele prin următoarea relație [1]:

$$\mathcal{E} = 3 B (1 - 2 \sigma) = 2(1 + \sigma) G. \quad (265)$$

Se observă că numai două din cele patru constante elastice,  $\mathcal{E}$ ,  $B$ ,  $G$  și  $\sigma$ , sînt independente.

Este interesant de urmărit modul în care variază rapoartele  $\delta/B$  și  $G/B$  pentru diferitele valori ale coeficientului lui Poisson; dependența lui  $B$  de parametrii moleculari fundamentali  $p$  și  $T$  a fost semnalată. În tabelul 6 sînt date aceste rapoarte pentru diferitele valori ale lui  $\sigma$ .

Tabelul 6

$\sigma$	$\delta/B$	$G/B$	$\delta/G$	
0,20 0,333	1,8 1,0	0,75 0,375	2,4 2,666	Domeniul mediilor cristaline și al sticlelor
0,4996 0,50	0,0024 0,000	0,008 0,000	2,9992 3,00	Domeniul materialelor cauciucoase

Se observă că în cazul cauciucului, de exemplu, modulul de forfecare este mult mai mare decît modulul de compresibilitate. Din punct de vedere fizic, aceasta înseamnă că materialul răspunde ușor la tensiunile de forfecare, dar este foarte puțin compresibil.

## 6.2.2. Geometria tensiunilor

Forțele externe care acționează la suprafața unui corp se transmit în interiorul acestuia, încît fiecare element de volum al corpului le transmite specific elementelor vecine.

### 6.2.2.1. Starea de tensiune a unei arii elementare

Se consideră aria elementară  $dA$  supusă acțiunii unor forțe orientate pe ambele ei fețe; vectorul forță poate fi descompus arbitrar după trei axe de coordonate, în așa fel încît componentele sale să fie normale, sau tangențiale la arie. *Tensiunea într-un punct*, ca măsură a acestor forțe, este determinată complet atunci cînd mărimea și direcția forței care acționează pe elementul de arie  $dA$  sînt cunoscute, pentru o orientare dată a ariei. Se arată că pentru determinarea completă a acțiunii forțelor exterioare sînt necesare șase componente ale tensiunii.

Dacă elementul de arie  $dA$  este orientat perpendicular pe direcția axei  $OX$  (fig. 59), forța rezultantă care acționează asupra acestui element poate fi descompusă în trei componente, paralele cu direcțiile  $OX$ ,  $OY$  și  $OZ$ ; notăm tensiunile corespunzătoare cu  $\tau_{xx}$ ,  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{xz}$ .

Tensiunea  $\tau_{xx}$  — normală la aria  $dA$  — produce întinderea probei, constituind componenta de întindere;  $\tau_{xy}$  și  $\tau_{xz}$  fiind tangențiale, au efecte de componente de forfecare.

Atunci cînd elementul de arie  $dA$  este orientat perpendicular pe direcția  $OY$ , forța acționînd asupra lui poate fi descompusă în trei componente care, raportate la unitatea de suprafață, pot fi reprezentate prin  $\tau_{yx}$ ,  $\tau_{yy}$ ,  $\tau_{yz}$ .

În mod asemănător, pentru cazul orientării elementului de arie  $dA$ , normal pe direcția  $OZ$ , se definesc încă trei componente:  $\tau_{zx}$ ,  $\tau_{zy}$  și  $\tau_{zz}$ .

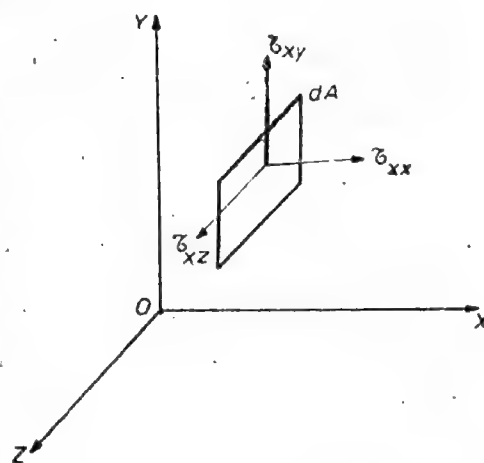


Fig. 59. Elementul de arie și componentele forței care acționează asupra sa



Se observă că forța care acționează asupra unui element de arie orientat oblic în sistem se exprimă cu ajutorul acestor nouă componente. Trebuie remarcat, de asemenea, că:  $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ ,  $\tau_{yz} = \tau_{zy}$  și  $\tau_{zx} = \tau_{xz}$ . Se deduce astfel că starea de tensiune într-un punct este definită complet prin valorile celor șase componente:  $\tau_{xx}$ ,  $\tau_{yy}$ ,  $\tau_{zz}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{xz}$  și  $\tau_{xy}$ .

#### 6.2.2.2. Starea de tensiune a unui volum elementar

Sensul fizic al acestor componente ale tensiunii rezultă clar considerând forțele care acționează asupra unui volum elementar cubic.

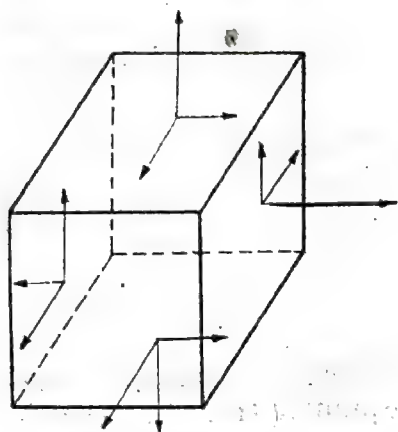


Fig. 60. Componentele forței pe fețele unui cub elementar.

Pentru ca starea de tensiune să fie aplicabilă sistemelor macromoleculare, este necesar ca elementul de volum să fie suficient de mare în comparație cu dimensiunile relativ mari ale moleculelor polimere, astfel încât să poată fi considerat mediu continuu. Pe de altă parte, ținând seama de variația valorii tensiunilor în interiorul corpului, elementul de volum considerat trebuie să fie mic în comparație cu un anumit domeniu în care există o diferență apreciabilă a tensiunilor; îndeplinirea acestei condiții supune volumul considerentelor uzuale de analiză infinitezimală.

Fie elementul de volum cu muchiile orientate paralel cu axele  $OX$ ,  $OY$  și  $OZ$  (fig. 60). În cazul unei probe tensionate vor exista, în general, forțe care acționează pe cele șase fețe ale elementului de volum  $dx \cdot dy \cdot dz$ . Fiecare din aceste forțe se descompune în trei componente carteziene. Pentru a descrie complet starea de tensiune a acestui element de volum este necesar astfel să se cunoască  $6 \times 3 = 18$  componente ale forței.

Într-un sistem lipsit de accelerație, cele 18 componente ale forței satisfac obligatoriu anumite relații: astfel, atât forța rezultantă care acționează asupra elementului de volum pe fiecare direcție, cât și momentul resultant de rotație în jurul fiecărei axe trebuie să fie nule. Rezultă așadar că aceste componente ale forței care acționează la un moment dat asupra unui element de volum pot exista numai în anumite combinații echilibrate.

În figura 61 sînt ilustrate cele șase combinații ale forțelor „echilibrate” echivalente cu cele șase componente ale tensiunii definite anterior, folosindu-se notațiile adecvate cazurilor particulare:

$$\tau_1 = \tau_{xx}, \tau_2 = \tau_{yy}, \tau_3 = \tau_{zz}, \tau_4 = \tau_{xy}, \tau_5 = \tau_{xz} \text{ și } \tau_6 = \tau_{yz}.$$

Primele trei componente,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  și  $\tau_3$ , sînt *tensiuni de întindere*, iar celelalte trei,  $\tau_4$ ,  $\tau_5$  și  $\tau_6$ , sînt *tensiuni de forfecare*.

Acest mod de a pune problema în legătură cu componentele forfecării are o importanță deosebită în mecanica polimerilor: curgerea unui material polimer este condiționată de tensiunile de forfecare, iar elasticitatea înaltă a polimerilor cauciucoși depinde, de asemenea, de aceste tensiuni. Adesea, este mai util să se descrie starea de tensiune a unui astfel de material prin valorile componentelor de forfecare decît prin mărimea componentelor de întindere.

### 6.2.3. Geometria mieilor deformații

Sub acțiunea unui sistem de forțe echilibrate, un corp suferă un anumit tip de deformare. În cazul corpurilor perfect elastice, deformările apar instantaneu și dispar atunci când tensiunea este înlăturată. În cazul unui lichid vâcos,

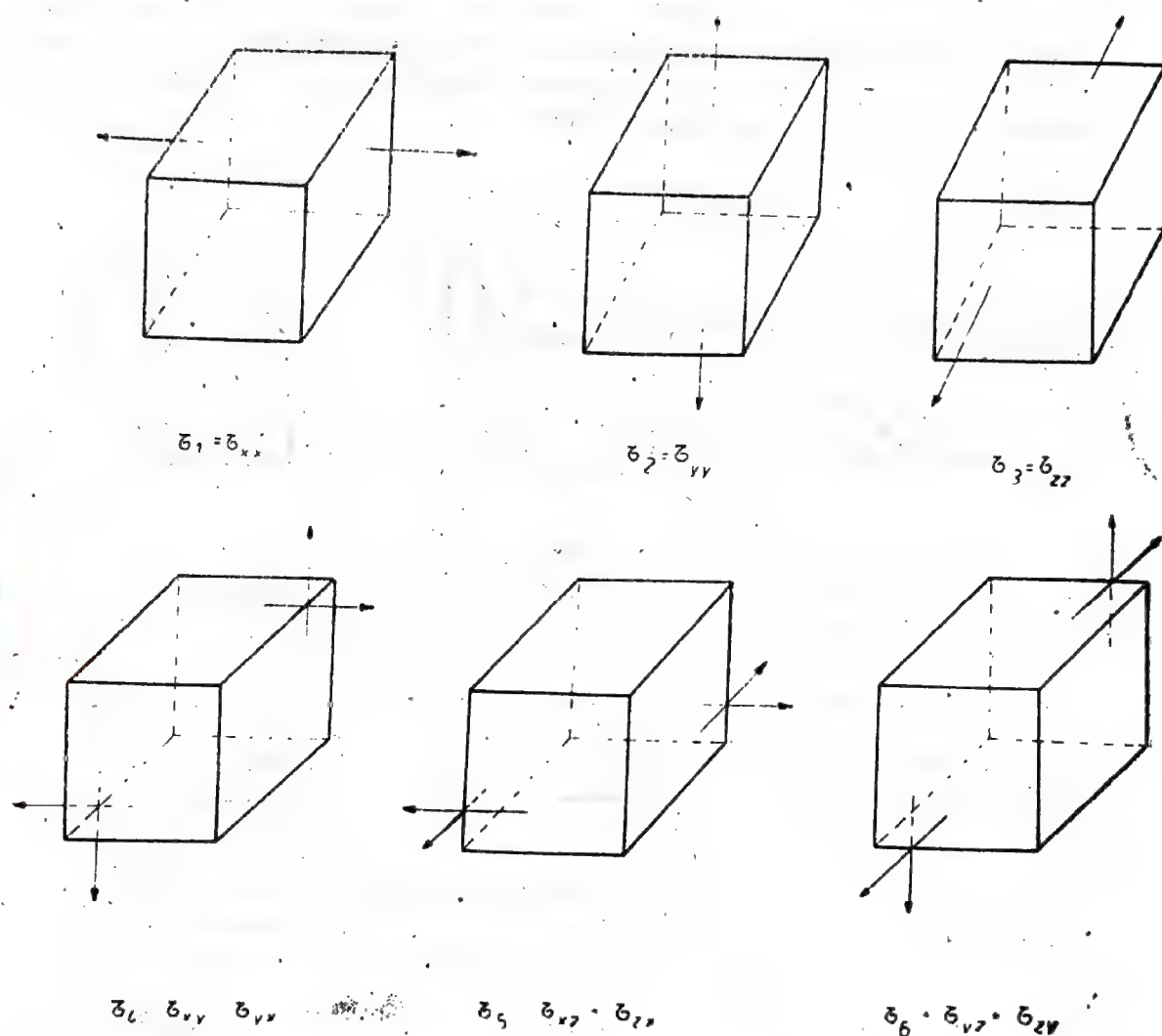


Fig. 61. Diferitele combinații „echilibrate” ale componentelor tensiunii care acționează asupra unui volum elementar cubic.

supus prin curgere tensiunilor de forfecare, în timpul acțiunii acestora se produc deformări crescînde, care mai continuă și după dispariția tensiunii.

În cazul general, ca o consecință imediată a stării de tensionare a unui mediu deformabil, așezarea relativă a particulelor se schimbă față de cea anterioară deformăției.

Dacă  $x, y, z$  sînt coordonatele de poziție ale unei particule înainte de deformare, iar  $(x+u), (y+v), (z+w)$  — coordonatele noii poziții ocupate după deformare, atunci vectorul  $\vec{i} \cdot u + \vec{j} \cdot v + \vec{k} \cdot w$  reprezintă *deplasarea* particulei ca atare. Geometria deformăției este complet definită dacă  $u, v$  și  $w$  sînt cunoscute în funcție de  $x, y$  și  $z$ . Pentru a determina pe  $u, v$  și  $w$  în funcție de  $x, y$  și  $z$ , este necesar să se examineze mai întîi comportarea unui element de volum. Sensul fizic al deformării se desprinde observînd că atunci cînd o probă, în



ansamblu, se întinde, se îndoaie, sau se răsucește, fiecare element de volum al său trebuie să sufere anumite schimbări de formă. Această schimbare relativă de formă a unui element de volum definește *deformația* într-un punct dat. O mică deformație, la fel ca și tensiunea într-un punct, poate fi descompusă în șase componente, așa cum se arată în figura 62.

Componenta  $\gamma_1 = \gamma_{xx}$  reprezintă o întindere simplă pe direcția axei  $OX$ , în timp ce dimensiunile secțiunii transversale se mențin constante; în mod asemănător,  $\gamma_2 = \gamma_{yy}$  și  $\gamma_3 = \gamma_{zz}$  reprezintă alungirea relativă a elementului de volum în direcțiile  $OY$  și respectiv  $OZ$ .

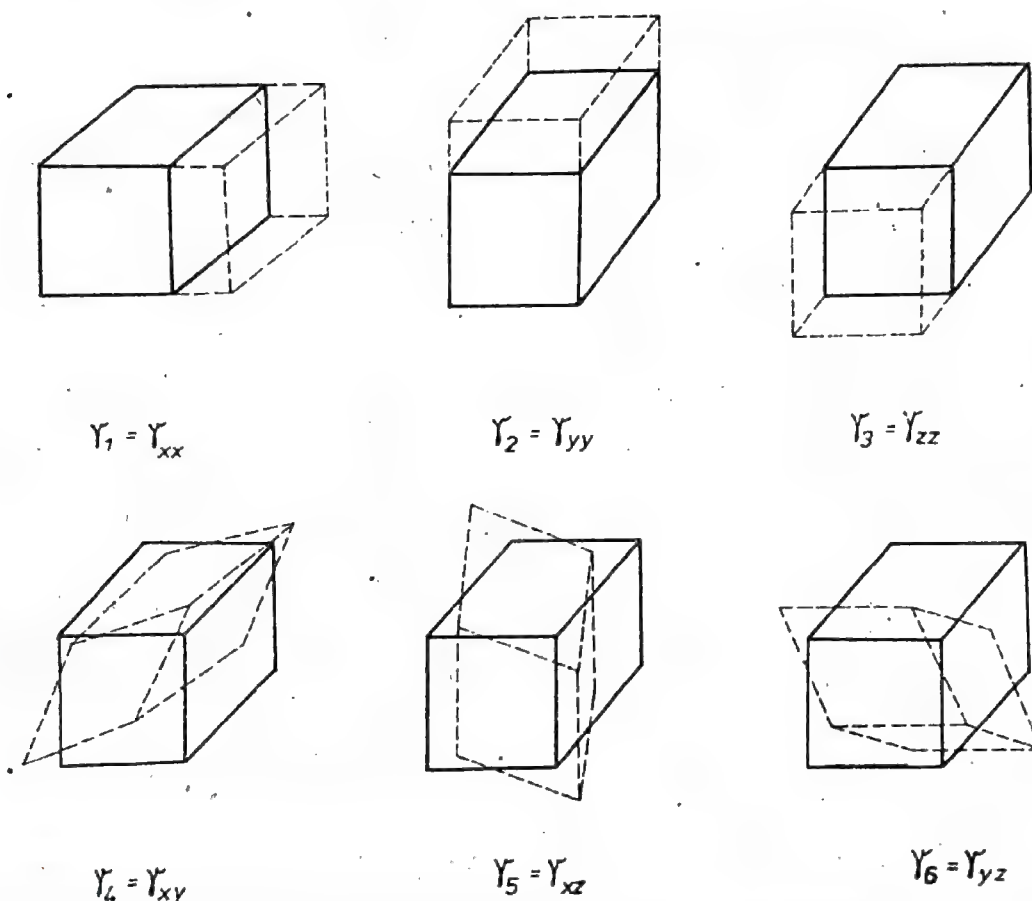


Fig. 62. Componentele deformației.

Componenta  $\gamma_4 = \gamma_{xy}$  reprezintă o deformație de forfecare în planul  $XY$ , adică în jurul axei  $OZ$ . Fețele  $XY$  ale elementului de volum cubic se transformă, în urma deformării, în paralelograme. Una din diagonale se alungește, în timp ce cealaltă se scurtează. Mărimea deformației de forfecare este dată de deformația unghiulară exprimată în radiani, reprezentată chiar de complementul unghiului ascuțit al paralelogramului. Deformațiile de forfecare în planurile  $XZ$  și  $YZ$  sînt, respectiv,  $\gamma_5$  și  $\gamma_6$ .

O probă suferă o deformare cînd apar variații ale deplasării ( $u, v, w$ ) în raport cu poziția inițială ( $x, y, z$ ). În caz contrar, dacă deplasarea este constantă în tot domeniul examinat, volumul dat se deplasează pur și simplu, fără variația formei inițiale. Deci deformarea poate fi descrisă ca fiind *variația deplasării cu poziția*.

Componentele deformației simple se exprimă matematic prin:

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_1 = \gamma_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \\ \gamma_2 = \gamma_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}, \\ \gamma_3 = \gamma_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z}; \end{array} \right. \quad (266 \text{ a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_4 = \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}, \\ \gamma_5 = \gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}, \\ \gamma_6 = \gamma_{yz} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}. \end{array} \right. \quad (266 \text{ b})$$

Micile deformații într-un punct dat sînt analoage cu micile tensiuni în acel punct. Pentru a afla mărimea acestor deformații este necesar să se cunoască orientarea elementului de volum; componentele deformațiilor mici pot fi perfect exprimate prin componentele întinderii, numai în cazul în care și volumul elementar este orientat în mod corespunzător. Aceste componente ale întinderii se numesc *deformații principale* ( $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ ), prin analogie cu tensiunile principale. Se demonstrează că în cazul unui corp izotrop, perfect elastic, direcțiile tensiunilor principale coincid cu cele ale deformațiilor principale.

### 6.3. Comportări reologice simple

#### 6.3.1. Elemente de teoria elasticității

##### 6.3.1.1. Solid hookean

În geometria lui Euclid se considera, de exemplu, că un triunghi dintr-un material solid poate fi transportat dintr-un loc în altul fără modificarea formei, admitîndu-se astfel într-un concept ideal, existența solidului rigid. În mecanica mediilor continue deformabile și în special, în concepția lui Hooke (1696) intervine însă ca noțiune fundamentală *elasticitatea corpului solid*.

Hooke a găsit că un arc metalic sau un fir de sîrmă, sub acțiunea forțelor (greutate, sarcină, solicitare mecanică), suportă alungiri proporționale cu mărimea forțelor deformante. În termenii legii lui Hooke generalizate, se definește *solidul hookean* care se subordonează, în anumite limite, legii de proporționalitate menționate.

Forma cea mai simplă a legii lui Hooke,

$$f = C_m \cdot \gamma,$$

corelează cîteva din mărimile definitorii ale unei experiențe date. Astfel, sub acțiunea unei forțe de întindere  $F$ , lungimea inițială  $l_0$  a unui fir de sîrmă se



alungește cu  $\Delta l$ , devenind  $l = l_0 + \Delta l$ . Un fir din același material, dar de lungime inițială  $2 \cdot l_0$ , suferă sub acțiunea aceleiași forțe o alungire  $2 \cdot \Delta l$ . În aceste două cazuri, ca și în celelalte similare, pentru care se constată că  $\frac{n \cdot \Delta l}{n l_0} = \frac{\Delta l}{l_0} = \text{const.}$ , procesul fizic comun alungirilor de acest tip este caracterizat de mărimea constantă  $\Delta l/l_0$ , numită *alungire relativă*.

Știind că forța  $F$  acționează lăsând practic neschimbată aria secțiunii transversale  $A$  a firului, în condițiile deformării elastice se definește *efortul unitar*  $f = F/A$ , ca măsură a acțiunii deformante, constantă în limite finite. Legea lui Hooke pentru deformări elastice, caracterizate de „întinderea”  $l/l_0$ , relevă, prin intermediul coeficientului de material  $C_m$ , proporționalitatea dintre efortul unitar  $f$  și măsura deformăției  $\gamma = \Delta l/l_0$ . Deformația relativă caracterizează numeric sau procentual materialul din care este făcută proba supusă încercării mecanice.

Legea lui Hooke, valabilă pentru diferite materiale, inclusiv polimere, corelează satisfăcător datele experimentale cu geometria micilor deformății; interpretarea fizico-structurală a mecanismelor moleculare, proprii deformabilității materialelor, comportă teorii matematice și abordări experimentale, adesea laborioase.

#### 6.3.1.2. Relații între tensiune și deformăție într-un corp elastic ideal. Cazul tensiunilor omogene

Un mediu izotrop, perfect elastic, se caracterizează prin aceea că proprietățile sale mecanice nu depind în nici un fel de timp; pentru un astfel de material, există o relație liniară între tensiune și deformăție, cel puțin în cazul micilor deformății.

Considerînd un cristal izolat, raportat la un sistem de axe de coordonate solidar cu rețeaua cristalină, se admite că elementele de volum cubice, folosite la corelarea tensiunilor și deformățiilor în diferite puncte, sînt orientate paralel cu axele acestui sistem de coordonate.

Pentru fiecare din cele șase componente ale tensiunii există cîte o componentă corespunzătoare a deformăției. Totuși, nu este posibil să se asocieze convenabil o componentă a tensiunii componente corespunzătoare a deformăției. De exemplu, o tensiune pură  $\tau_1$  nu produce de fiecare dată o deformăție pură  $\gamma_1$ ; în acest caz, prima componentă a tensiunii produce o alungire simplă pe direcția  $OX$ , dar în același timp și o contracție în direcțiile  $OY$  și  $OZ$ .

Deformațiile de forfecare pot fi și ele, în general, corelate cu orire tip de tensiune. Se poate afirma, în acest sens, că un anumit tip de deformăție nu este produsă obligatoriu de o anumită tensiune corespunzătoare; ea poate fi produsă de oricare din componentele acesteia. Pentru exprimarea exactă a mărimii deformăției trebuie să se țină seama de totalitatea componentelor tensiunii care acționează asupra corpului la un moment dat. Astfel, cele șase componente ale deformăției se pot exprima:

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= K_{11}\tau_1 + K_{12}\tau_2 + K_{13}\tau_3 + K_{14}\tau_4 + K_{15}\tau_5 + K_{16}\tau_6, \\ \gamma_2 &= K_{21}\tau_1 + K_{22}\tau_2 + K_{23}\tau_3 + \dots + K_{26}\tau_6, \\ &\vdots \\ \gamma_6 &= K_{61}\tau_1 + K_{62}\tau_2 + K_{63}\tau_3 + \dots + K_{66}\tau_6.\end{aligned}\tag{267}$$

Coeficientul  $K$  este inversul modului de elasticitate ( $K = 1/\mathcal{E}$ ) și se numește *compliance*; el caracterizează o anumită maleabilitate moleculară și constituie o constantă a deformăției. După cum se vede din relațiile (267), deformăția totală a unui corp la un moment dat poate fi exprimată prin ansamblul constantelor  $K_{ij}$ .

Ecuatiile (267) pot fi transcrise în formă inversă, dându-se posibilitatea de a exprima tensiunea ca sumă a tuturor componentelor deformăției respective:

$$\begin{aligned}\tau_1 &= \mathcal{E}_{11} \gamma_1 + \mathcal{E}_{12} \gamma_2 + \mathcal{E}_{13} \gamma_3 + \mathcal{E}_{14} \gamma_4 + \mathcal{E}_{15} \gamma_5 + \mathcal{E}_{16} \gamma_6 \\ \tau_2 &= \mathcal{E}_{21} \gamma_1 + \mathcal{E}_{22} \gamma_2 + \mathcal{E}_{23} \gamma_3 + \dots + \mathcal{E}_{26} \gamma_6 \\ &\vdots \\ \tau_6 &= \mathcal{E}_{61} \gamma_1 + \mathcal{E}_{62} \gamma_2 + \mathcal{E}_{63} \gamma_3 + \dots + \mathcal{E}_{66} \gamma_6.\end{aligned}\quad (268)$$

### 6.3.1.3. Caracterizarea deformării din punct de vedere energetic

Lucrul mecanic efectuat pentru a deforma unitatea de volum dintr-un corp solid depinde de toate aceste module elastice  $\mathcal{E}_{ij}$  (sau inversele lor  $K_{ij}$ ). Acest lucru mecanic, sau *energia liberă de deformare*, se exprimă sub forma:

$$F = \sum_i \sum_j (1/2) \mathcal{E}_{ij} \gamma_i \gamma_j. \quad (269)$$

Valoarea lui  $\mathcal{E}_{ij}$  este dată de  $\frac{\partial^2 F}{\partial \gamma_i \partial \gamma_j}$ .

În cazul unei deformății elastice mici, termenul de *energie de deformare* se confundă cu cel de *potențial elastic*. Dacă se ține seama de schimbările termodinamice care apar în materialul deformat, potențialul elastic poate fi identificat cu *energia liberă*.

Identificarea acestui potențial elastic cu energia liberă de deformare este deosebit de importantă în cazul polimerilor.

Se știe că un mediu în echilibru, care nu se află în stare de tensionare, tinde să ia o formă corespunzătoare energiei libere minime; se menționează totuși că este obligatoriu ca acestei valori minime a energiei libere să-i corespundă și valoarea cea mai joasă a energiei potențiale. Este știut că, în general, deformarea contribuie la creșterea energiei libere a sistemului deformat; aceasta se datorează fie unei creșteri a energiei potențiale, fie unei scăderi a entropiei. În cazul cristalelor perfecte, de exemplu, energia liberă crește în timpul deformării datorită exclusiv creșterii energiei potențiale a rețelei. În cazul materialelor cauciucose, deformarea nu produce variația energiei, care rămâne practic constantă, avînd loc doar o scădere a entropiei. În general, deformarea polimerilor înalți, a elastomerilor nu poate fi pur energetică sau pur entropică; în aceste cazuri variază atât energia internă cît și entropia, iar constantele elastice sînt regăsite în expresii de forma:

$$\mathcal{E}_{ij} = \frac{\partial^2 U(\gamma)}{\partial \gamma_i \partial \gamma_j} - T \frac{\partial^2 S(\gamma)}{\partial \gamma_i \partial \gamma_j} = \frac{\partial^2 F(\gamma)}{\partial \gamma_i \partial \gamma_j}. \quad (270)$$

Într-o asemenea expresie,  $U$  reprezintă energia internă,  $S$ —entropia,  $F$ —energia liberă a cristalului, iar  $T$ —temperatura absolută.



#### 6.3.1.4. Reprezentarea proprietăților elastice ale corpurilor izotrope

Din sistemele de ecuații (267) și (268) reiese că relațiile care leagă tensiunea și deformația într-un solid elastic pot fi scrise, fie în funcție de cele 36 module de elasticitate ( $\mathcal{E}_{ij}$ ), fie în funcție de cele 36 constante  $K_{ij}$  (inversele modulelor de elasticitate). Se remarcă însă că nu toate cele 36 constante sînt independente. Din relația:

$$\mathcal{E}_{ij} = \frac{\partial^2 F}{\partial \gamma_i \cdot \partial \gamma_j} \quad (270')$$

rezultă:

$$\mathcal{E}_{ij} = \mathcal{E}_{ji}; \mathcal{E}_{12} = \mathcal{E}_{21}, \mathcal{E}_{23} = \mathcal{E}_{32} \text{ etc.} \quad (271)$$

și

$$K_{ij} = K_{ji}; K_{12} = K_{21}, K_{23} = K_{32} \text{ etc.}$$

Prin urmare, în cazul cel mai general al unui material anizotrop, starea acestuia poate fi descrisă prin 21 constante elastice independente, în loc de 36.

Studiul comportării unui corp izotrop, perfect elastic, evidențiază faptul că pentru un astfel de sistem, constantele elastice depind doar de doi parametri independenți. Aceștia sînt așa-numitele *constante Lamé*, redate consacrat prin simbolurile  $\lambda$  și  $\mu$ .

Modulele de elasticitate fundamentale, caracteristice pentru un corp izotrop, se pot scrie în funcție de  $\lambda$  și de  $\mu$ , după cum urmează:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{11} = \mathcal{E}_{22} = \mathcal{E}_{33} &= \lambda + 2\mu, \\ \mathcal{E}_{12} = \mathcal{E}_{23} = \mathcal{E}_{13} &= \lambda, \\ \mathcal{E}_{44} = \mathcal{E}_{55} = \mathcal{E}_{66} &= \mu. \end{aligned} \quad (272)$$

(toate celelalte sînt egale cu zero).

În acest caz, relațiile generale (268) dintre tensiuni și micile deformații, pentru un solid elastic izotrop, devin:

$$\begin{aligned} \tau_1 &= (\lambda + 2\mu) \cdot \gamma_1 + \lambda \gamma_2 + \lambda \gamma_3, \\ \tau_2 &= \lambda \gamma_1 + (\lambda + 2\mu) \gamma_2 + \lambda \gamma_3, \\ \tau_3 &= \lambda \gamma_1 + \lambda \gamma_2 + (\lambda + 2\mu) \gamma_3, \\ \tau_4 &= \mu \gamma_4, \\ \tau_5 &= \mu \gamma_5, \\ \tau_6 &= \mu \gamma_6. \end{aligned} \quad (273)$$

Diferitele constante elastice, definite și discutate în paragraful 2.1 al acestui capitol, se pot exprima în mod simplu numai în funcție de constantele lui Lamé:  $\lambda$  și  $\mu$ .

Astfel, modulul de elasticitate  $\mathcal{E}$  este dat în funcție de  $\lambda$  și de  $\mu$  prin expresia:

$$\mathcal{E} = \mu \cdot \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu}. \quad (274)$$

Coeficientul lui Poisson  $\sigma$  se poate exprima, la rândul său, în funcție de aceleași constante, sub forma:

$$\sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (275)$$

Modulul de compresibilitate  $B$ , parametru ce caracterizează proprietățile elastice ale corpului supus unei compresiuni uniforme, se exprimă în aceiași termeni prin relația:

$$B = \frac{3\lambda + 2\mu}{3} \quad (276)$$

Modulul de forfecare  $G$ , care leagă tensiunea și deformația de forfecare, se identifică pur și simplu cu  $\mu$ :

$$G \equiv \mu \quad (277)$$

Se poate reține ușor că oricare două din constantele elastice independente sînt suficiente pentru definirea tuturor celorlalte. De exemplu, este posibil să se exprime toate constantele elastice ale unui corp izotrop în funcție de modulul de forfecare și de coeficientul lui Poisson, sau de modulul de compresibilitate și modulul de forfecare etc. (tabelul 7) [2, 3, 4].

Tabelul 7

Constanta	Constantele elastice exprimate în funcție de:				
	$\lambda, G$	$G, \sigma$	$\sigma, \sigma$	$B, G$	$\sigma, G$
$\lambda$	$\lambda$	$\frac{2G\sigma}{1-2\sigma}$	$\frac{\sigma\epsilon}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}$	$B = \frac{2}{3} \cdot G$	$\frac{G(\epsilon-2G)}{3G-\epsilon}$
$\mu \equiv G$	$G$	$G$	$\frac{\epsilon}{2+2\sigma}$	$G$	$G$
$\sigma$	$\frac{\lambda}{2(\lambda+G)}$	$\sigma$	$\sigma$	$\frac{3B-2G}{6B+2G}$	$\frac{\epsilon}{2G} - 1$
$\epsilon$	$\frac{3\lambda+2G}{\lambda+G} G$	$2(1+\sigma)G$	$\epsilon$	$\frac{9BG}{3B+G}$	$\epsilon$
$B$	$\frac{3\lambda+2G}{3}$	$\frac{2G(1+\sigma)}{3(1-2\sigma)}$	$\frac{\epsilon}{3} \cdot \frac{1}{1-2\sigma}$	$B$	$\frac{\epsilon G}{3(3G-\epsilon)}$

#### 6.3.1.5. Cazul tensiunilor neomogene

Studiind în locul volumului infinitesimal, comportarea elastică a unui sistem macroscopic, este necesar să se integreze toate deformațiile acestui volum elementar pe întregul volum. În această tratare se ține seama și de acțiunea forțelor externe.



Starea de tensiune a corpului se exprimă, de obicei, prin următorul sistem de ecuații:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + F_x &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + F_y &= \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + F_z &= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}.\end{aligned}\quad (278)$$

Membrul stâng al acestor ecuații reprezintă suma dintre componentele tensiunii interne și forța externă. Aici,  $\rho$  reprezintă densitatea materialului;  $F_x$ ,  $F_y$  și  $F_z$  sînt cele trei componente ale forței care acționează pe unitatea de volum a acelui corp, într-un punct dat. Cu alte cuvinte, ecuațiile (278) sînt o expresie a legii a doua a mecanicii newtoniene,  $F = m \cdot a$ , pentru un volum infinitezimal, în punctul de coordonate  $x, y, z$ . Dacă forța care acționează asupra corpului este neglijabilă ( $F_x = F_y = F_z = 0$ ) și se consideră numai deformația elastică de echilibru, astfel încît accelerația să fie de asemenea neglijabilă ( $\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0$ ), sistemul de ecuații (278) se transcrie sub forma:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} &= 0.\end{aligned}\quad (279)$$

În tratarea problemelor de propagare a undelor elastice se utilizează ecuațiile generale (278). Sistemul de ecuații mai simple (279) este folosit la rezolvarea problemelor legate de deformări elastice statice.

Componentele deformației (în cazul micilor deformații) pot varia cu poziția numai atunci cînd sînt satisfăcute condițiile de compatibilitate pentru deformații. Aceste condiții sînt cuprinse în următoarele ecuații:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \gamma_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{yy}}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \cdot \partial y}, \\ \frac{\partial^2 \gamma_{yy}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{zz}}{\partial y^2} &= \frac{\partial^2 \gamma_{yz}}{\partial y \cdot \partial z}, \\ \frac{\partial^2 \gamma_{zz}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{xx}}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2 \gamma_{xz}}{\partial x \cdot \partial z},\end{aligned}\quad (280)$$

$$2 \frac{\partial^2 \gamma_{xz}}{\partial y \cdot \partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} \right),$$

$$2 \frac{\partial^2 \gamma_{yv}}{\partial x \cdot \partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} - \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} \right),$$

$$2 \frac{\partial^2 \gamma_{zz}}{\partial x \cdot \partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial y} - \frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} \right).$$

Ecuatiile (280) rezultă din definițiile componentelor deformației, exprimate prin ecuațiile (266). Astfel, prima din ecuațiile (280) se poate obține din:

$$\frac{\partial^2 \gamma_{xx}}{\partial y^2} = \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \frac{\partial^3 u}{\partial x \cdot \partial y^2},$$

$$\frac{\partial^2 \gamma_{yv}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{\partial^3 v}{\partial y \cdot \partial x^2},$$

$$\frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \cdot \partial y} = \frac{\partial^2}{\partial x \cdot \partial y} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{\partial^3 u}{\partial x \cdot \partial y^2} + \frac{\partial^3 v}{\partial y \cdot \partial x^2},$$

rezultând imediat ecuația:

$$\frac{\partial^2 \gamma_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \gamma_{yv}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \cdot \partial y}.$$

Trebuie arătat că ecuațiile (278), (279) și (280) au fost deduse din definițiile tensiunii și deformației, fără să se fi făcut vreo precizare sau ipoteză de lucru în legătură cu proprietățile mediului examinat; avînd în vedere această omisiune, simplificatoare în etapa dată, este necesar să se adauge acestor ecuații și altele care să definească proprietățile mediului. Ecuațiile (267) sau (268) pot furniza în acest sens informațiile suplimentare necesare. În cazul unui solid elastic izotrop sînt adecvate ecuațiile (273), în locul sistemului de ecuații mai generale (268). În felul acesta, ecuațiile (268), (279) și (280) determină modul în care variază tensiunea și deformația într-un material elastic izotrop aflat în stare de echilibru.

### 6.3.2. Elemente de hidrodinamica fluidelor newtoniene

#### 6.3.2.1. Fluid newtonian

Deformația lichidului vîscos ideal, subordonată legii lui Newton (1687) este caracterizată de tensiuni proporționale cu viteza de deformare; se știe că tensiunea într-un lichid nu depinde de mărimea deformației, pe cînd în solide ea este proporțională cu deformația, fără ca viteza acesteia să o influențeze.

Mediile reale deformabile, solide sau lichide, au comportări care se abat de la legea lui Hooke, respectiv legea lui Newton. Curgerea *fluidului incompre-*



*sibil newtonian* se pretează la abstractizări matematice și detalieri geometrice de extremă importanță pentru stabilirea legilor și însușirilor caracteristice diverselor comportări reologice ale lichidelor reale. Teoretic, așa cum solidul elastic ideal nu poate curge în limitele aplicabilității legii lui Hooke, tot așa lichidul newtonian idealizat nu poate manifesta elasticitate.

### 6.3.2.2. Relații între tensiune și gradientul vitezei într-un lichid newtonian. Cazul tensiunilor de forfecare omogene

În curgerea laminară a lichidelor reale, unde stratul subțire, imaginat într-o anumită stratificare, alunecă cu o viteză mai mare decât a stratului

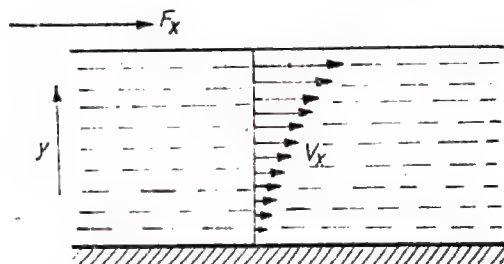


Fig. 63. Distribuția vitezelor în curgerea laminară

imediat inferior (în sensul acțiunii determinante a curgerii în *regim staționar*), apar fricțiuni interlamelare, gradient de viteză și caractere viscoelastice. Distribuția vitezelor în curgerea laminară este redată schematic în figura 63.

Relevarea experimentală a particularităților elastice și a tensiunilor de forfecare în lichide este extrem de dificilă. Mecanismele moleculare proprii proceselor elementare care însoțesc curgerea viscoasă, caracterizată de alunecarea ireversibilă a moleculelor din straturile limitrofe, stau la baza teoriei destinate elucidării interdependențelor funcționale și a legilor fizice confirmate de experiență.

Teoria moleculară a curgerii viscoase evidențiază și atestă, în cazul lichidelor puțin viscoase, validitatea legii lui Newton, sub forma

$$\tau_{xy} = \eta \cdot \frac{\partial v_x}{\partial y}, \quad (281)$$

Astfel, dacă un strat de lichid se mișcă cu viteza  $v_x$  sub acțiunea unei forțe  $F_x$ , aplicată tangențial la o distanță  $y$  de el (fig. 63), se poate constata că *viscozitatea*  $\eta$  a lichidului se identifică cu raportul dintre tensiunea de forfecare  $\tau_{xy}$  și gradientul vitezei de curgere  $\partial v_x / \partial y$ .

Gradientul vitezei poate fi exprimat și sub o altă formă, întrucâtva diferită. Pentru aceasta, se consideră un element de volum cubic, la momentul  $t_0$ ; se observă acest element de volum într-un interval scurt de timp, constatăndu-se că el este supus unei deformări de forfecare  $\gamma_{xy}$  care crește cu o viteză constantă în timp. *Viteza sau rata deformării de forfecare*,  $\partial \gamma_{xy} / \partial t$ , constituie o măsură a curgerii într-un punct, identificându-se cu gradientul vitezei:

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial t} = \frac{1}{\eta} \cdot \tau_{xy}. \quad (282)$$

Independența viscozității  $\eta$  de rata deformării de forfecare apare ca o caracteristică a comportării fluidului incompresibil cvasiideal, adică a *lichidului newtonian*.

În general, în exemplul discutat,  $v_y$  este funcție de  $x$ , după cum  $v_x$  este funcție de  $y$ . Deoarece  $\gamma_{xy}$  include atât rata de deformare a deplasării  $x$  cu  $y$ , cât și rata de deformare a deplasării  $y$  cu  $x$ , valoarea totală a lui  $\partial\gamma_{xy}/\partial t$  trebuie să fie  $\left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x}\right)$ , astfel că ecuația (282) devine:

$$\tau_{xy} = \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right). \quad (283)$$

Tensiunile de forfecare în planul XOY sau YOZ se pot exprima, în mod asemănător, în funcție de gradientii vitezelor în planurile respective:

$$\tau_{yz} = \eta \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right), \quad (283)$$

$$\tau_{zx} = \eta \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right).$$

Ecuațiile (283) descriu comportarea hidrodinamică a unui volum infinitesimal.

### 6.3.2.3. Cazul tensiunilor neomogene. Ecuațiile diferențiale fundamentale ale curgerii vîscoase

Ca și în cazul teoriei elasticității, se pune problema ca pornind de la proprietățile cunoscute ale unui element de volum, să se deducă comportarea hidrodinamică a unei probe finite din fluidul respectiv. Din punct de vedere matematic, problema se reduce la rezolvarea unui sistem de ecuații diferențiale cu derivate parțiale, supuse unor condiții limită.

Stabilirea ecuațiilor diferențiale fundamentale care descriu curgerea vîscoasă presupune generalizarea relațiilor de legătură (283) dintre tensiune și gradientul vitezei. În cazul general, cînd fiecare componentă a vitezei variază cu coordonatele de poziție, tensiunea implicată de *rezistența vîscoasă* se exprimă prin următoarele ecuații:

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2\eta \frac{\partial v_x}{\partial x}, \\ \tau_{yy} &= 2\eta \frac{\partial v_y}{\partial y}, \\ \tau_{zz} &= 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z}, \\ \tau_{xy} &= \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right), \\ \tau_{yz} &= \eta \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right), \\ \tau_{zx} &= \eta \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (284)$$



Din combinarea adecvată a relațiilor (284) și (278) se obțin *ecuațiile fundamentale ale curgerii vîscoase*:

$$\begin{aligned} F_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \eta(\nabla^2 v_x) &= \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} + \rho \left( v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right), \\ F_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \eta(\nabla^2 v_y) &= \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} + \rho \left( v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right), \\ F_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \eta(\nabla^2 v_z) &= \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \rho \left( v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (285)$$

În aceste ecuații,  $F_x$ ,  $F_y$  și  $F_z$  au semnificația componentelor „forței globale” care acționează asupra elementului de volum. Termenii  $(-\partial P/\partial x)$ ,  $(-\partial P/\partial y)$ ,  $(-\partial P/\partial z)$  reprezintă componentele forței raportate la unitatea de volum, conjugată cu *gradientul presiunii* din lichid, iar  $\eta(\nabla^2 v_x)$ ,  $\eta(\nabla^2 v_y)$ ,  $\eta(\nabla^2 v_z)$  sînt componentele forței decurgînd din rezistența vîscoasă la curgere;  $\rho(\partial v_x/\partial t)$ ,  $\rho(\partial v_y/\partial t)$ ,  $\rho(\partial v_z/\partial t)$  sînt produsele dintre densitate și componentele respective ale accelerației după cele trei direcții  $OX$ ,  $OY$  și  $OZ$ .

Ecuațiile diferențiale (285) sînt o expresie a legii fundamentale a dinamicii, aplicată unui element de volum în care viteza fluidului se exprimă prin coordonate de poziție și de timp.

Sistemul general al ecuațiilor diferențiale (285), care descriu curgerea lichidelor vîscoase, nu poate fi rezolvat în cazul unor condiții limită de relativă complexitate. Totuși, anumite probleme de hidrodinamică se pretează la simplificări dacă se ține seamă de faptul că, în unele cazuri, volumele elementare intervin specific în diferitele stări comportamentale simple. Astfel:

- deformarea unui volum elementar sub acțiunea unor tensiuni de forfecare devine secundară în raport cu *viscozitatea lichidului*;
- *densitatea lichidului* este predominantă în raport cu accelerația imprimată volumului elementar de acțiunea unei forțe simple;
- la comprimarea uniformă a unui volum elementar, *compresibilitatea lichidului* joacă un rol important.

Compresibilitatea lichidelor este mică în comparație cu deformabilitatea lor la forfecare, astfel că în cele mai multe cazuri, cel de-al treilea tip de comportare poate fi neglijat. Comportarea volumului elementar de lichid se reduce deci la primele două cazuri simple:

- a) deformare sub acțiunea tensiunilor de forfecare și
- b) accelerație imprimată de forțe neechilibrate.

În anumite situații limită aferente cazului simplu b), în care efectul accelerației este predominant, devine posibilă neglijarea viscozității lichidului. În aceste condiții, ecuațiile diferențiale fundamentale se reduc la:

$$\begin{aligned} F_x - \frac{\partial P}{\partial x} &= \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} + \rho \left( v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right), \\ F_y - \frac{\partial P}{\partial y} &= \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} + \rho \left( v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right), \\ F_z - \frac{\partial P}{\partial z} &= \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \rho \left( v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (286)$$

Sînt și cazuri ca, de exemplu, curgerea printr-un tub capilar, sau printre două plăci plane paralele infinite, în care efectul a) predomină, viscozitatea fiind mult mai importantă decît inerția. Acest caz simplu de comportare hidrodinamică apare în condițiile unui fluid cu viscozitate mare, aproape de pereții ce limitează volumul său și pentru care accelerația  $\partial v/\partial t$  a fiecărei particule este mică. Atunci cînd viscozitatea este factorul determinant, se aplică ecuațiile diferențiale ale curgerii vîscoase, sub următoarea formă:

$$\begin{aligned} F_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \eta \nabla^2 v_x &= 0, \\ F_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \eta \nabla^2 v_y &= 0, \\ F_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \eta \nabla^2 v_z &= 0. \end{aligned} \quad (287)$$

Cercetarea de specialitate se concentrează asupra cazului simplu, în care viscozitatea este predominantă; problemele de curgere a polimerilor implică acest tip de comportare hidrodinamică.

Ecuațiile (287) pot fi mult simplificate în problemele care presupun geometrii simple. Cînd simetria spațială este astfel încît viteza fluidului depinde numai de una din coordonatele de poziție, curgerea poate fi descrisă de o singură pereche de variabile: deformare, tensiune.

Dacă, de exemplu, viteza fluidului într-un punct este îndreptată după direcția axei  $OX$  ( $v_y = v_z = 0$  și  $\partial v_x/\partial x = \partial v_x/\partial y = 0$ ), ecuația adaptată acestui caz are forma:

$$\eta \cdot \frac{\partial v_x}{\partial z} = \tau_{xz}. \quad (288)$$

Ecuația (288) se aplică atît atunci cînd  $x, y, z$  condiționează un sistem extern de axe de coordonate, cît și în cazul în care direcția orientării variază de la un punct la altul. În cea de-a doua situație,  $\partial v_x/\partial z$  trebuie privită ca fiind acea parte a gradientului vitezei, datorită curgerii.

Ecuația (288) poate fi folosită în tratarea cantitativă a acelor probleme care vizează abordarea unor cazuri particulare de curgere vîscoasă newtoniană, cum sînt, de exemplu, curgerea unui fluid vîscos printr-un capilar, sau între doi cilindri coaxiali în mișcare de rotație relativă.

## 6.4. Alte forme de manifestare reologică

### 6.4.1. Fluide nenewtoniene

Curgerea lichidelor, caracterizată de tensiuni de forfecare mici, se supune legii lui Newton:

$$\tau = \eta \cdot \frac{dv}{dx} = \eta \cdot \frac{d\gamma}{dt}. \quad (289)$$



Această ecuație permite să se determine viscozitatea  $\eta$ , definită prin raportul dintre tensiunea de forfecare  $\tau$  și gradientul vitezei  $dv/dx$ , precum și viteza de forfecare ( $dy/dt = \dot{\gamma}$ ). Viscozitatea sau frecarea internă caracterizează rezistența materialului la forfecare.

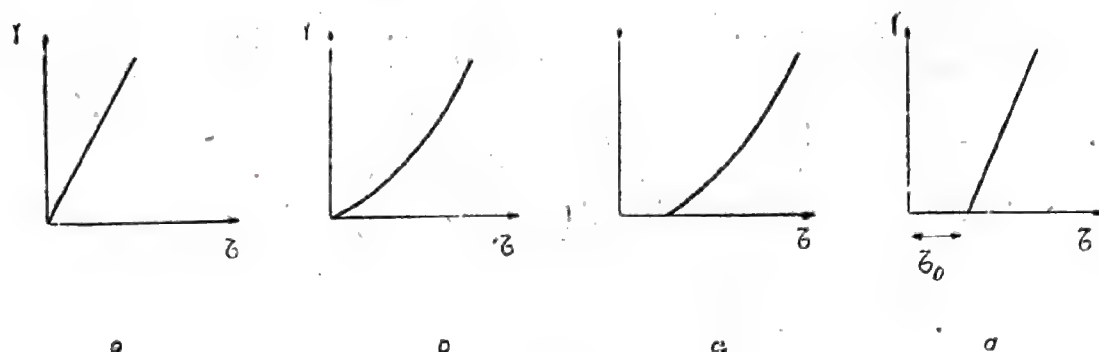


Fig. 64. Curbele celor mai importante tipuri de curgere :

a — curgere newtoniană — lichid newtonian sau vâscos; b — curgere nenewtoniană — lichid nenewtonian sau pseudovâscos; c — curgere nenewtoniană — material pseudoplastice; d — plasticitate Bingham — solid Bingham sau solid plastic ideal.

În cazul curgerii vâskoase a unui lichid newtonian,  $\eta$  este independent de viteza de forfecare  $\dot{\gamma}$ ; variația mărimii  $\dot{\gamma}$  în funcție de tensiunea de forfecare  $\tau$  este o dreaptă ce trece prin origine (figura 64, a).

Curba care redă dependența vitezei de forfecare  $\dot{\gamma}$  de tensiunea de forfecare  $\tau$  se numește *curbă de curgere*; ea descrie totalitatea regimurilor staționare de curgere, la diferite viteze și tensiuni de forfecare.

În soluții macromoleculare și în topituri de polimeri pot fi consemnate, de regulă, două tipuri de abateri de la comportarea ideală a lichidului newtonian. Una din acestea o constituie creșterea fluidității la forfecare a unui lichid nenewtonian sau pseudovâscos, adică descreșterea reversibilă a viscozității odată cu creșterea vitezei de forfecare (fig. 64 b). Aceasta se explică prin tendința forței aplicate de a perturba lanțurile macromoleculare din conformația lor de echilibru, producând o alungire în direcția forfecării. Efectul opus, al creșterii viscozității odată cu mărirea vitezei de forfecare, este mai puțin propriu sistemelor macromoleculare. Neliniaritatea curbei de curgere, în cazul unui lichid nenewtonian, ilustrează producerea curgerii staționare prin tensiuni, fără ca viteza de curgere să fie proporțională cu tensiunea de forfecare. Stabilirea proprietăților reologice ale unui astfel de material implică o amplă analiză a curbei de curgere. Coeficientul de viscozitate, definit anterior, are semnificații mai vagi în cazul lichidului nenewtonian.

Cealaltă abatere de la curgerea newtoniană o constituie existența unei anumite valori a tensiunii, numită *limită de curgere*, sub care nu mai are loc curgerea. Peste această valoare, curgerea poate fi newtoniană (fig. 64, d), sau nenewtoniană (fig. 64, c).

Pentru curbele de curgere de tipul indicat în figura 64, d, Bingham [5] a propus o ecuație:

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{\eta} \cdot (\tau - \tau_0), \quad (290)$$

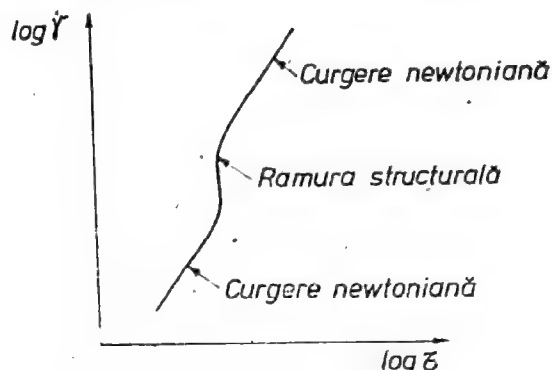
care aproximează satisfăcător comportarea mediului respectiv.

Materialul a cărui curgere este descrisă de ecuația lui Bingham (290) se numește *solid plastic ideal* sau *solid Bingham*. Pentru tensiuni inferioare

limitei de curgere,  $\tau_0$ , materialul nu curge. Pentru tensiuni mai mari decît  $\tau_0$ , se definește o *viteză de forfecare staționară*, care nu este proporțională cu tensiunea totală  $\tau$ , ci cu diferența  $\tau - \tau_0$ .

Pentru materialul plastic a cărui diagramă de curgere prezintă o curbă accentuată se folosește deseori denumirea de material *pseudoplastic* [6].

Fig. 65. Curba de curgere în coordonate  $\log \dot{\gamma}$  —  $\log \tau$ , pentru un lichid nenewtonian [8].



Tipurile generale de curbe de curgere, reprezentate în figura 64, sînt grupate în modul sugerat de către H o u w i n k [7]. Astfel, curba (a) descrie *curgerea newtoniană*, curba (d) — *plasticitatea Bingham*, iar (b) și (c) corespund curgerii nenewtoniene. Caracterul nenewtonian se manifestă pentru valori mari ale viscozității.

Ecuția (289), corespunzătoare legii lui Newton, poate fi reprezentată printr-o curbă  $\log \dot{\gamma} = f(\log \tau)$  (fig. 65). Curba de curgere din figura 65 este tipică pentru un lichid nenewtonian; se observă forma de S [8]. Astfel, pentru valorile foarte mici, cît și pentru cele foarte mari ale vitezelor și tensiunilor de forfecare, aceste mărimi sînt proporționale. Cele două dependențe extreme corespund *viscozității newtoniene inițiale* ( $\eta_{ln}$ ) și *viscozității newtoniene minime* ( $\eta_{min}$ ); aceste valori constante ale viscozității satisfac condiția:

$$\eta_{ln} > \eta_{min}.$$

*Viscozitatea newtoniană inițială* ( $\eta_{ln}$ ) este regăsită în totalitatea stărilor sistemului, pentru care modificările de structură nu sînt sesizabile viscozimetric. Se presupune că o rearanjare forțată a macromoleculelor într-un sistem, sub influența forfecării, se produce mult mai încet decît una spontană, datorită agitației termice. Se poate spune că în aceste regimuri de curgere, *modificările sînt nestructurale*.

Aceeași proporționalitate între  $\dot{\gamma}$  și  $\tau$  poate exista și în cazul în care intensitatea acțiunii externe exercitate asupra structurii sistemului depășește cu mult influența mișcării termice, iar creșterea vitezelor și a tensiunilor de forfecare nu implică nici o modificare structurală. De fapt, acestea sînt chiar condițiile specifice de *viscozitate newtoniană minimă constantă*.

Porțiunea mijlocie a curbei de curgere pentru un lichid nenewtonian (fig. 65) se numește *ramura structurală*, deoarece în acest interval, trecerea de la un set de valori  $\dot{\gamma}$ ,  $\tau$  la altul implică o schimbare în structura polimerului sub influența forfecării, fapt care poate fi ușor sesizat prin măsurători de viscozitate. În aceste condiții, raportul  $\tau/\dot{\gamma}$  devine dependent de tensiunea de forfecare și de viteză, cu alte cuvinte, dispăre proporționalitatea dintre  $\dot{\gamma}$  și  $\tau$ .

Cel mai simplu mod de construire a curbei de curgere constă în stabilirea ei punct cu punct. Aceasta înseamnă să se aplice, de exemplu, o tensiune de forfecare omogenă  $\tau_1$  cunoscută și să se observe viteza de forfecare cores-



punzătoare  $\dot{\gamma}_1$ , obținându-se un punct pe curba  $\dot{\gamma} - \tau$ ; apoi o altă determinare, la o tensiune omogenă diferită, dă un al doilea punct pe curbă ș.a.m.d. Pentru fiecare măsurătoare, tensiunea trebuie să fie constantă în timp și uniformă în toată proba.

În afară de curbele de curgere, pentru reprezentarea grafică a proprietăților vîscoase se mai folosesc curbele viscozitate-viteză, care arată cum

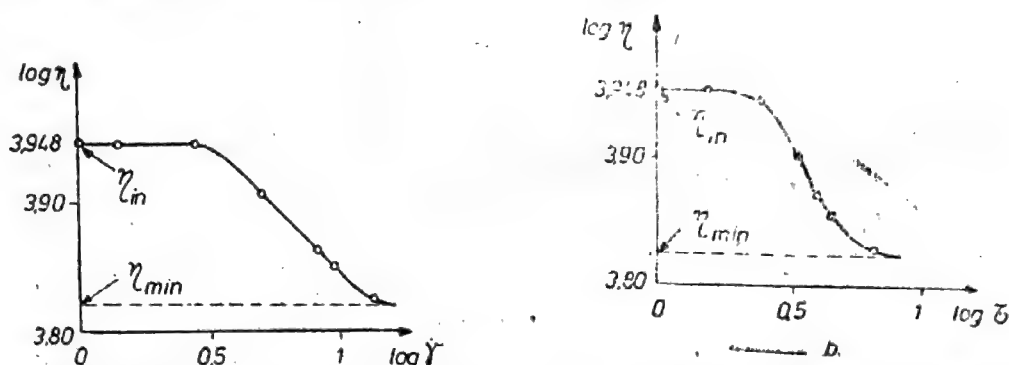


Fig. 66. Forme de reprezentare grafică a proprietăților vîscoase ale unui lichid newtonian, copolimer fumaric [9]:  
 $a - \log \eta = f(\log \dot{\gamma})$ ;  $b - \log \eta = f(\log \tau)$ .

depinde raportul  $\tau/\dot{\gamma} = \eta$  de viteza de forfecare  $\dot{\gamma}$ . În figura 66,  $a$  este reprezentată o astfel de curbă, tipică pentru un lichid newtonian (copolimer fumaric [9]).

O altă reprezentare diagramatică o constituie curba  $\log \eta - \log \tau$ , care descrie regimul de curgere staționară a unui mediu prezentînd anomalii ale proprietăților vîscoase (fig. 66,  $b$ ). Curbele de acest gen sînt mai abrupte decît cele care redau dependența viscozității de viteza de forfecare.

În general, tipurile de curbe prezentate mai înainte sînt echivalente în descrierea proprietăților reologice ale sistemelor polimere [8].

Curbele care prezintă cele trei porțiuni ale formei S (fig. 65) se numesc *curbe complete*; ele se obțin pentru sisteme macromoleculare ca: polimeri de masă moleculară relativ mică, soluții polimere diluate, sau soluții care conțin macromolecule cu flexibilitate nu prea ridicată.

#### 6.4.2. Tixotropie

Examinarea proprietăților mecanice ale unui material fără a se lua în considerație antecedentele de obținere și de prelucrare ale acestuia, istoria mai îndelungată sau mai recentă a existenței sale, cu referiri doar la efectele factorilor externi, este adesea insuficientă sub raportul interpretării riguros științifice. De exemplu, viscozitatea ciclohexanului depinde exclusiv de presiunea și de temperatura la care se efectuează experiența, indiferent de condițiile în care s-a aflat ciclohexanul cu puțin timp înainte de măsurătoare.

Dacă însă se pune problema elucidării unor procese tixotropice, caracterizate de modificări structurale în timpul curgerii, devine esențială istoria anterioară a probei. Un material tixotrop în repaus (de exemplu, suspensii de argile sau starea de sol a unor oxizi metalici) se prezintă sub formă de *gel*; prin agitare, gelul devine *lichid*. Freundlich [10] numește acest fenomen *transformare izotermă reversibilă sol-gel*.

Un sistem de tip sol, cu caracter tixotrop, dacă este lăsat un timp în repaus, devine gel; structura acestuia din urmă depinde specific de natura

materialului aflat în suspensie, de concentrație etc. Procesul de formare a gelului poate să dureze o fracțiune de secundă, sau câteva ore. Sistemele tixotropice au comportări reologice care depind atât de temperatură și de concentrație, cât și de stadiul transformării sol-gel; asemenea dependențe

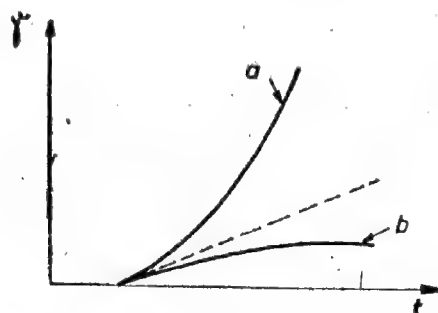


Fig. 67. Variația temporală a deformației la tensiune de forfecare constantă, în cazul unui material tixotrop.

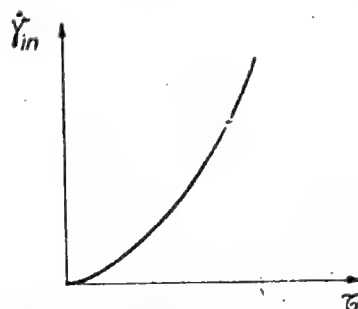


Fig. 68. Curba de curgere a unui material tixotrop, la un moment dat al gelificării.

fac ca în studiul proprietăților reonome să se țină seama de amănuntele evoluției istorice, chiar din momentul formării suspensiei.

Problema principală a reologiei materialelor tixotropice constă în determinarea curbei de curgere a unui material, pentru fiecare stadiu al transformării sol-gel. Deoarece în rezolvarea unei asemenea probleme apar dificultăți legate de afectarea chiar a actului de măsurare prin perturbarea mecanică a mediului, care influențează structura substanței tixotropice, procedeul de determinare a curbei de curgere a unui material tixotrop prezintă unele particularități.

O probă dintr-un material tixotrop, supusă la o tensiune constantă de forfecare, reacționează în unul sau altul din modurile indicate în figura 67 și regăsite fie în curba (a), fie în curba (b). Modul curbării din diagrama (a), care redă variația în timp a deformației de forfecare, indică faptul că fenomenul de curgere distruge structura gelului, iar viteza de curgere crește. Curbarea ca în ramura (b) indică formarea structurii de gel, neglijându-se influența perturbației mecanice. Tangenta inițială — atunci când poate fi bine definită (dreapta punctată) — reprezintă curgerea produsă ca urmare a existenței unei tensiuni de forfecare  $\tau$  constante, înainte ca actul măsurării să fi afectat în mod apreciabil structura inițială; panta acestei tangente inițiale  $(d\gamma/dt)_{in} = \dot{\gamma}_{in}$  reprezintă tocmai valoarea vitezei de forfecare pentru tensiunea dată  $\tau$ . Repetind măsurătoarea pentru diferite valori ale tensiunii  $\tau$  se pot obține punctele curbei de curgere, reprezentată în figura 68.

Fiecare din punctele experimentale care definesc curba de curgere ar trebui să fie determinat, în principiu, pentru o nouă probă, întrucât istoria anterioară a acesteia a fost ștearsă ireversibil la prima măsurătoare. În practică, dacă transformarea sol-gel este pur reversibilă, este posibil să se folosească aceeași probă de mai multe ori, „ștergînd” efectul intervenției mecanice prin agitare; pentru a obține, după aceea, gradul dorit de gelificare a probei, se lasă suspensia în repaus un timp determinat.

Curba din figura 68 reprezintă curba de curgere a unui material tixotrop la un moment dat al gelificării. Dacă o astfel de curbă de curgere se determină pentru o serie de valori diferite ale timpului de repaus (timpul cît gelul a fost



lăsat în repaus după agitare) se obține tabloul fenomenelor reologice care însoțesc gelificarea tixotropică și care se prezintă sub forma dată în figura 69.

Se observă că solul se comportă ca un fluid newtonian imediat după agitare (la momentul  $t_0 = 0$ ) și în cazul unor tensiuni de forfecare  $\tau$  mici;

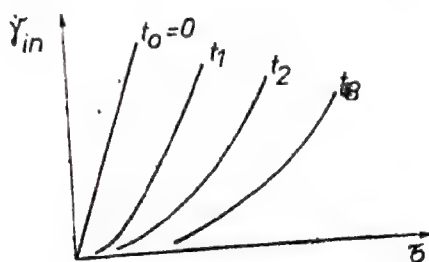


Fig. 69. Curbele de curgere pentru un material tixotropic, în diferite stadii ale gelificării:  
 $t_0 = 0 < t_1 < t_2 < t_3 \dots$

procesul de gelificare determină atât o micșorare a pantei tangentei inițiale, cât și apariția unei limite de curgere.

### 6.4.3. Comportarea viscoelastică

Se constată că unele materiale, cum sînt, de exemplu, rășinile, reunesc atât proprietăți de solid elastic ideal, cât și de lichid vîscos. Astfel, atunci cînd se acționează instantaneu cu o forță mică asupra unei rășini, ea se comportă ca un corp elastic; dacă, dimpotrivă, tensionarea se produce lent, ca urmare a unei acțiuni îndelungi a forței, rășina se manifestă ca un lichid vîscos. Maxwell [11] distingea două etape în comportarea reală a oricărui corp, considerînd că la început are loc o deformare elastică, iar apoi una plastică. El a arătat că din punct de vedere fenomenologic, starea comportamentală reală a oricărui corp rezultă din suprapunerea acestor două comportări.

Înainte de a stabili un model care să descrie corelat comportarea viscoelastică a unui polimer real, este util să se examineze răspunsul la tensiune al sistemelor ideale.

Elementul elastic ideal poate fi reprezentat în sistem printr-un resort care se supune legii lui Hooke, avînd modulul de forfecare  $G$ . Deformația elastică instantanee, în acest caz, este independentă de timp, fiind descrisă de:

$$\gamma_1 = \frac{1}{G} \cdot \tau \text{ și } \frac{d\gamma_1}{dt} = \frac{1}{G} \cdot \frac{d\tau}{dt} \quad (\gamma_1 - \text{deformația elastică})$$

În figura 70a este reprezentată curba deformație-timp, pentru un solid elastic simplu.

Pe de altă parte, în figura 70b este ilustrat răspunsul vîscos al unui fluid newtonian ideal, care se caracterizează prin producerea unei deformații ireversibile sub acțiunea unei tensiuni; deformația variază liniar în timp. Deoarece, în această situație, deformația de curgere depinde atât de tensiune, cât și de durata acțiunii ei, nu mai este posibil să se scrie o expresie explicită a deformației în funcție de tensiune, ci numai o expresie care dă viteza de variație a deformației:

$$\frac{d\gamma_2}{dt} = \frac{1}{\eta} \cdot \tau \quad (\gamma_2 - \text{deformația de curgere})$$

Modelul mecanic tipic pentru fluidul newtonian este un cilindru cu piston, umplut cu un lichid a cărui viscozitate este  $\eta$ .

Resortul elastic și cilindru cu piston pot fi combinate în două moduri. Prin dispunerea lor în serie, ca în figura 71, se obține *elementul Maxwell*,

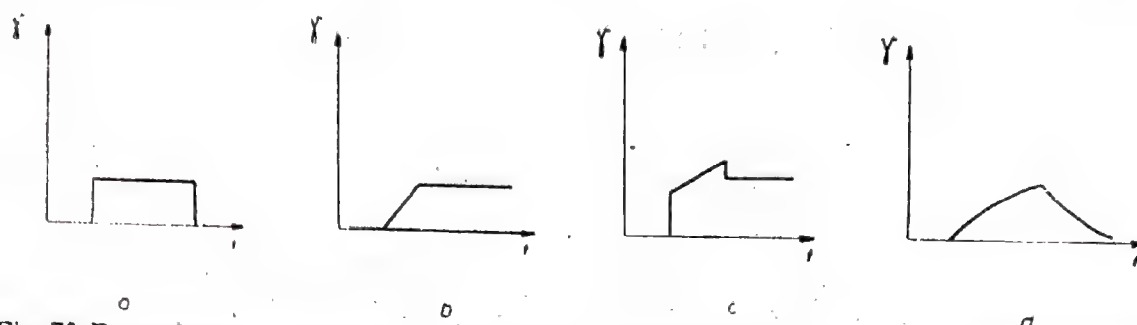


Fig. 70. Dependenta deformației de timp, la tensiune constantă, pentru diferite modele simple [12]

a — resort elastic (*solid elastic ideal*); b — cilindru cu piston (*fluid newtonian*); c — element Maxwell (*elasticitate și curgere*); d — element Voigt (*răspuns elastic întârziat*).

care la aplicarea unei forțe are reacții ce redau atât elasticitatea, cât și curgerea (fig. 70c): la aplicarea forței, resortul se alungește, în timp ce pistonul se deplasează lent în cilindru. Prin îndepărtarea forței, numai resortul revine la poziția inițială. Deformația totală  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$  se exprimă așadar prin ecuația:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{\eta} \cdot \tau + \frac{1}{G} \cdot \frac{d\tau}{dt}. \quad (291)$$

Această ecuație demonstrează că viteza totală de variație a deformației  $\gamma$  este compusă din viteza de curgere  $\left(\frac{\tau}{\eta}\right)$  și viteza variației părții elastice a deformației  $\left(\frac{1}{G} \cdot d\gamma/dt\right)$ .

Interpretarea ecuației lui Maxwell (291) din punct de vedere fizic are unele semnificații legate de modul în care ea poate fi aplicată în cazul unor *experiențe simple*.

Una din experiențele simple ce pot fi efectuate în baza modelului Maxwell privește *relaxarea tensiunii* la deformație constantă. În acest tip de experiență se aplică modelului Maxwell, la momentul  $t = 0$ , o deformație constantă  $\gamma_0$ , care este menținută prin fixarea capetelor sistemului. În aceste condiții,  $\dot{\gamma} = 0$ , iar ecuația (291) se reduce la:

$$\frac{1}{G} \frac{d\tau}{dt} + \frac{1}{\eta} \cdot \tau = 0.$$

Integrând ecuația diferențială precedentă se obține:

$$\tau = \tau_0 \cdot e^{-\frac{G}{\eta} t} = \tau_0 \cdot e^{-\frac{1}{t_r} t}. \quad (292)$$

Această ecuație, cu caracter legic și suport experimental, este cunoscută sub numele de *legea relaxării maxwelliene a tensiunii*; așadar, relaxarea tensiunii evoluează exponențial.

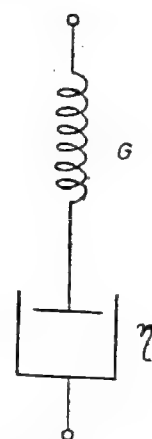


Fig. 71. Element Maxwell.



După un timp

$$t_r = \frac{\eta}{G}, \quad (293)$$

tensiunea scade de e ori și în acest caz, raportul  $\eta/G$  este cunoscut ca *timp de relaxare* al materialului considerat. Ecuația (291) se poate exprima, în acest context, și în funcție de timpul de relaxare  $t_r$ , astfel încît :

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G} \cdot \frac{d\tau}{dt} + \frac{1}{t_r G} \cdot \tau. \quad (291')$$

Relaxarea maxwelliană a tensiunii poate fi reprezentată grafic în diferite moduri [13], redate schematic în figura 72. Se observă că variația timpului de relaxare nu afectează forma curbei, deplasînd-o doar orizontal de-a lungul axei corespunzătoare acestor variații.

Altă experiență simplă constă în aplicarea unei forțe constante instantanee unui corp maxwellian, la un moment  $t = 0$ . Prin urmare, într-un interval de timp foarte scurt, tensiunea crește de la 0 la  $\tau_0$ , ceea ce face ca  $d\tau/dt$  să se caracterizeze printr-o valoare foarte ridicată. În ecuația (291),  $\frac{1}{G} \cdot \frac{d\tau}{dt}$

este cu mult mai mare decît  $\frac{1}{\eta} \cdot \tau$ , încît ultimul termen poate fi neglijat.

În aceste condiții, ecuația (291) devine:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G} \cdot \frac{d\tau}{dt}$$

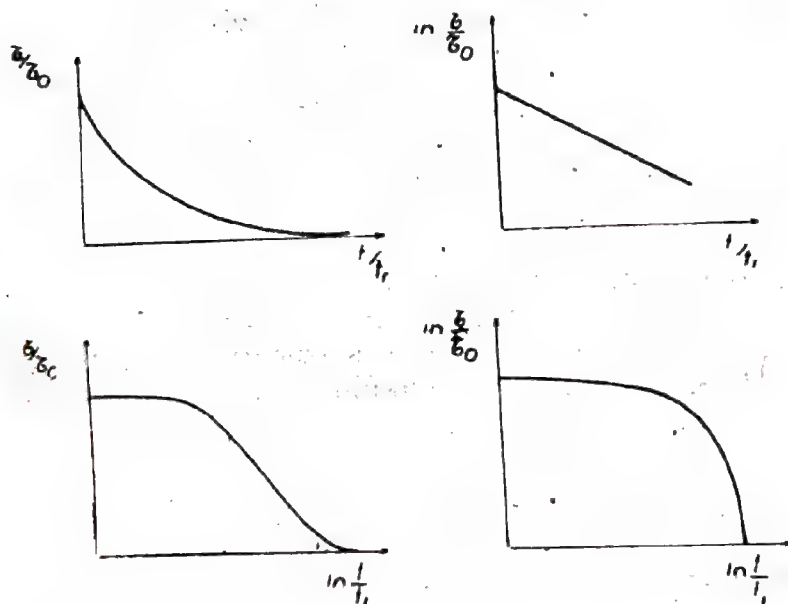


Fig. 72. Relaxarea maxwelliană a tensiunii, la întindere constantă.

(pentru intervale de timp mult mai scurte decît timpul de relaxare); integrarea ultimei ecuații conduce la:

$$\gamma = \frac{1}{G} \cdot \tau_0,$$

pentru un interval de timp foarte scurt în cursul căruia s-a dezvoltat tensiunea completă  $\tau_0$ . Rezultatul aferent momentului  $t = 0$  poate fi considerat o condiție inițială. Integrând ecuația (291) pentru  $\tau = \tau_0$  și introducând condiția inițială, stabilită mai sus, se obține:

$$\gamma = \frac{1}{G} \cdot \tau_0 + \frac{1}{t_r \cdot G} \tau_0 \cdot t. \quad (294)$$

Ecuația (294) evidențiază suprapunerea celor două tipuri de comportări (elastică și viscoasă), pentru unul și același corp, sub acțiunea unei tensiuni constante  $\tau_0$ .

De remarcat, de asemenea, că în astfel de experiențe, factorul timp joacă un rol deosebit de important. Pentru intervale de timp mult mai mari decât timpul de relaxare ( $t \gg t_r$ ), componenta elastică a deformației devine foarte mică și de aceea:

$$\gamma = \frac{1}{t_r \cdot G} \cdot \tau_0 \cdot t, \quad (294')$$

sau

$$\gamma = \frac{1}{\eta} \cdot \tau_0 \cdot t,$$

ajungându-se tocmai la legea lui Newton, care leagă tensiunea și deformația de forfecare, în cazul unui lichid viscos.

Cînd  $t \ll t_r$ , ecuația (294) se reduce la:

$$\gamma = \frac{1}{G} \cdot \tau_0. \quad (294'')$$

În aceste împrejurări devine evidentă posibilitatea ca lichidele newtoniene (apa, benzenul etc.), de altfel foarte fluide, să manifeste atît proprietăți elastice, cît și viscoase. Cum timpul maxim de relaxare al benzenului sau al apei este foarte mic ( $10^{-12}$  s), atunci cînd se aplică o tensiune constantă, componenta viscoasă depășește cu mult componenta elastică, chiar și pentru intervale de timp infimezimale. Se poate afirma, în consecință, că lichidele obișnuite au o comportare subordonată ecuației (294'). În figura 73 este redată grafic variația temporală a deformației unui corp maxwellian, în condițiile unei experiențe efectuate sub tensiune constantă.

Ecuația lui Maxwell (291), stabilită în cazul deformării de forfecare, poate fi extinsă comod și la cazul deformării prin întindere. Pentru experiențele de întindere:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{d\tau}{dt} + \frac{1}{t_r \cdot \epsilon} \cdot \tau, \quad (295)$$

unde  $\gamma$  este deformația de întindere,  $\tau$  — tensiunea de întindere,  $\epsilon$  — modulul lui Young, iar  $t_r$  — timpul de relaxare.

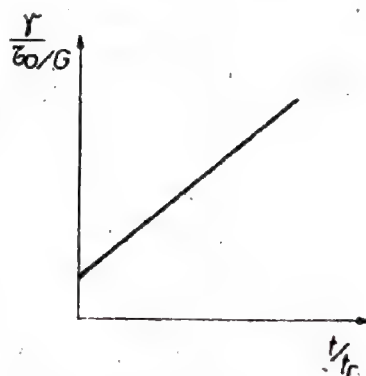


Fig. 73. Deformarea unui corp maxwellian, la tensiune constantă.



În cazul unei tensiuni de întindere constantă, deformarea de întindere se exprimă prin ecuația:

$$\gamma = \frac{\tau_0}{\mathcal{E}} + \frac{\tau_0}{\tau \cdot \mathcal{E}} \cdot t = \frac{\tau_0}{\mathcal{E}} + \frac{\tau_0}{\eta^{(a)}} \cdot t. \quad (296)$$

Aici, în locul viscozității la forfecare  $\eta = \tau \cdot G$ , apare *viscozitatea la întindere*:

$$\eta^{(a)} = \tau \cdot \mathcal{E}. \quad (297)$$

Între  $\eta^{(a)}$ ,  $\eta$  și coeficientul lui Poisson  $\sigma$  există următoarea legătură:

$$\eta = \tau \cdot G; \quad \eta^{(a)} = \tau \cdot \mathcal{E}; \quad \frac{\eta^{(a)}}{\eta} = \frac{\mathcal{E}}{G} = 2(1 + \sigma).$$

Pentru o substanță incompresibilă,  $\sigma = 1/2$  și prin urmare:

$$\eta^{(a)} = 3\eta.$$

*Răspunsul elastic întârziat*, în raport cu o tensiune, poate fi reprezentat în condiții optime de legarea în paralel a resortului elastic cu cilindrul cu piston, umplut cu un lichid vâscos avînd rol de amortizor; acesta este de fapt un *element Kelvin sau Voigt* (fig. 74). Amortizorul acționează ca o rezistență, la stabilirea echilibrului resortului (fig. 70 d). Răspunsul elastic întârziat este descris de următoarea ecuație diferențială:

$$\eta \frac{d\gamma}{dt} + G \cdot \gamma = \tau. \quad (298)$$

Dacă o tensiune este aplicată la un moment  $t_0$  și înlăturată la momentul  $t_1$ , deformarea și timpul respectiv se leagă prin ecuația:

$$\gamma = \frac{\tau}{G} \left( 1 - e^{-\frac{G}{\eta} \cdot t} \right) = \frac{\tau}{G} \left( 1 - e^{-\frac{t}{t_r}} \right). \quad (299)$$

Curba care reprezintă această dependență este de tipul celei indicate în figura 70 d. Mărimea  $t_r$  reprezintă *timpul de întârziere* al materialului.

Cînd tensiunea se anulează, proba revine lent la forma inițială ( $\gamma = 0$ ), după o lege exponențială:

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{t}{t_r}}. \quad (300)$$

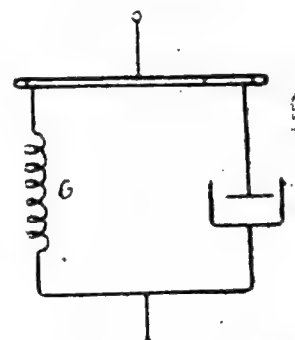


Fig. 74. Element Voigt.

Deci, sub tensiune constantă, un element elastic întârziat se relaxează exponențial, pînă la forma corespunzătoare stării sale de echilibru, cu o viteză determinată de timpul de întârziere, tot așa după cum în cazul unui element Maxwell, tensiunea se relaxează exponențial, la deformare constantă, cu o viteză determinată de timpul său de relaxare.

## Capitolul VII

### TEORIA MOLECULARĂ A CURGERII VISCOASE

#### 7.1. Caracterele generale ale stării lichide

Investigarea soluțiilor macromoleculare prin mijloace viscozimetrice se bazează, în mare măsură, pe studiile întreprinse în scopul elucidării structurii și corelării particularităților acestora cu mecanismele viscozității lichidelor pure.

*Starea lichidă* prezintă o serie de caractere proprii care o fac să apară distinct în rîndul stărilor de agregare care includ mediile solide cristaline și gazele ideale. Dacă pentru solidul cristalin există un model simplu — cristallul ideal — cu o așezare perfect ordonată a atomilor, ionilor sau moleculelor, — relativ confortabil în demonstrarea diverselor teorii, — sau dacă în cazul gazului ideal, intervine salvator modelul molecular haotic, care simplifică problemele, în cazul stării lichide nu se realizează decît în aproximații grosiere una sau alta din similitudinile menționate; această stare ocupă o poziție intermediară binecunoscutelor cazuri limită semnalate.

Lichidele, spre deosebire de gaze, au moleculele mult mai apropiate una de alta și de aceea, ele pot fi asemănate solidelor cristaline, considerîndu-le o fază condensată în care, în condiții experimentale normale, tensiunile de forfecare dau naștere curgerii. Așa cum se știe și s-a arătat în capitolul VI, pentru tensiuni de forfecare mici, curgerea lichidelor se supune legii lui Newton (289).

Pe de altă parte, lichidele au o structură deosebită de aceea a cristalelor, fiind lipsite de ordinea internă la distanță mare, caracteristică mediilor cristaline. Astfel, se știe că prin răcire lentă în apropierea temperaturii de solidificare, la trecerea din fază amorfă în fază solidă, are loc un salt brusc în privința gradului de ordonare a moleculelor, deși nu se poate afirma că un polimer, de exemplu, în stare topită, este complet lipsit de ordine internă; această ordine există încă pe domenii restrînse, fiind cunoscută ca ordine în apropiere și subordonată doar unor legități statistice particulare. Așadar, lichidele se caracterizează printr-o astfel de ordine, la distanță mică și o dezordine globală, la distanță mare. Așa se explică necorelarea diferitelor microdomenii cu ordinea cvasicristalină în masa amorfă predominantă.

Pe măsură ce temperatura unui polimer solid crește deasupra intervalului său de topire, ordinea existentă în starea de topitură se restrînge la domenii din ce în ce mai mici, instalîndu-se treptat dezordinea moleculară, caracteristică stării gazoase. Dezordinea este totală la aceste temperaturi foarte ridicate. Pentru lichidele comune, această dezordine se realizează cu mult înainte de atingerea temperaturii de fierbere. Din acest punct de vedere, lichidele se aseamănă cu gazele puternic comprimate; asemănarea se accentuează în apropierea punctului critic, unde dispare deosebirea dintre vapori și gazul lichefiat.



Caracterele stării lichide se pot manifesta și sub temperatura de topire; astfel, unele lichide pot fi aduse lent în stare subrăcită, sub punctul de topire, fără ca în ele să apară tendințe de ordonare specifică structurilor cristaline.

Scăderea energiei termice, ca urmare a micșorării temperaturii, face ca acțiunea forțelor de coeziune să devină preponderentă. La o subrăcire destul

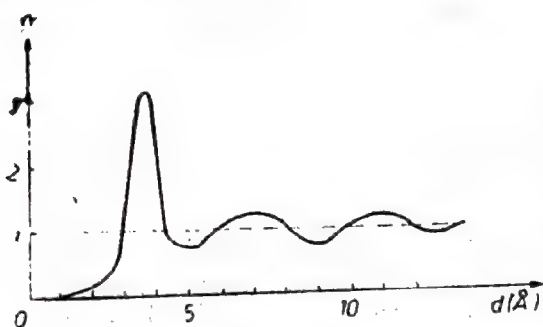


Fig. 75. Curba tipică de repartiție a densității moleculelor în raport cu o moleculă arbitrar aleasă ( $W$  reprezintă probabilitățile ca moleculele învecinate unei molecule date să se găsească la anumite distanțe față de aceasta).

de pronunțată, mișcarea moleculelor poate slăbi atât de mult, încât cristalinitatea, adică tendința de cristalizare, să se anuleze.

Se știe, de asemenea, că forțele de coeziune conferă mediului o rezistență mecanică sporită, comparabilă cu cea a corpurilor solide cristaline. Lichidele subrăcite și aduse într-o asemenea stare constituie așa-numitele *sisteme vitroase* sau, pur și simplu, *sticle*. Rețelele de atomi caracteristice structurilor sticloase își datoresc stabilitatea forțelor de valență, asimilabile legăturilor ionice din cristale; rețelele lichide prezintă însă foarte multe iregularități structurale, redând doar forma „înghețată” a dezordinii din topitură. Moleculele unor alcooli polivalenți, ca glicerina sau glicolul, în stare subrăcită sticloasă sînt legate prin aceleași punți de hidrogen ca și în cristale, numai că lor le lipsește ordinea caracteristică cristalelor.

Aspectele anterior semnalate, referitoare la caracterele generale ale stării lichide, se bazează, în mare măsură, pe rezultatele unor analize structurale experimentale. În acest sens, difracția razelor X în lichide constituie o metodă utilizată frecvent și cu deosebită eficiență în elucidarea particularităților fizico-structurale. Cu mijloacele acestei metode, se dovedește că probabilitatea de a găsi o moleculă oarecare la o anumită distanță față de o moleculă reper poate fi redată de o curbă de forma ilustrată în figura 75. Se observă că moleculele din imediata yecinătate a moleculei considerate se află la o distanță determinată, echivalentă cu interdistanța atomilor sau ionilor în cristale, însă cele mai îndepărtate, aflate la cîțiva angströmi, sînt dispuse dezordonat, dispărînd astfel ordinea în apropiere, caracteristică microdomeniului moleculei-reper.

Experimental, se demonstrează că la creșterea temperaturii, urmărind curba repartiției densității moleculelor în raport cu o moleculă dată, această dezordine este din ce în ce mai pronunțată, cînd se tinde spre temperatura critică.

## 7.2. Teorii referitoare la structura și la viscozitatea lichidelor

Mecanismul curgerii și corelării sale cu rezistența vîscoasă manifestată de un lichid, comportă un studiu strîns legat de procesul difuziei moleculare și o interpretare bazată pe cunoașterea aprofundată a particularităților sale fizico-structurale.

Determinarea structurii, chiar și în cazul celor mai simple lichide, constituie o problemă deosebit de complexă.

Literatura de specialitate oferă numeroase exemple de moduri de abordare și de interpretare a problemelor generate de interdependența caracteristicilor de structură și de curgere ale lichidelor. Printre acestea, se remarcă ipoteza potrivit căreia lichidul poate fi considerat un amestec de molecule și de goluri; o asemenea ipoteză de lucru a constituit un însemnat pas înainte în procesul spinos al înțelegerii și al explicării judicioase a proprietăților de echilibru ale lichidelor. Concepția lui Eyring [14], în acest sens, a jucat un rol decisiv, ea fiind într-o anumită privință anticipată și dezvoltată de I. A. Frenkel [15] încă din anul 1946, sub numele de *teoria golurilor*.

Fenomenele de difuzie moleculară și de curgere vâscoasă pot fi discutate și explicate pe baza unui model simplu, imaginat în acest context.

### 7.2.1. Difuzia moleculară în lichide

În limitele teoriei golurilor, se consideră că lichidul este format dintr-o rețea cvasielastică, care prezintă numeroase locuri vacante — *goluri*, în locul celulelor din rețea.

Dacă la un moment dat, molecula de lichid ajunge la o energie cinetică suficient de mare, ca urmare a fluctuațiilor statistice inerente agitației termice, aceasta, adică molecula, începe să vibreze cu elongații atât de mari, încât pătrunde în microdomeniul de existență al celei vecine. În această conjunctură locală, interacțiunea moleculei considerate cu vecinii săi devine atât de mare, încât această moleculă migratoare cedează din energia pe care o are și nu mai poate reveni în poziția inițială de echilibru. Locul rămas astfel vacant constituie un *gol*. Deci printr-un asemenea mecanism, se formează, simultan, un gol și un defect de rețea. În lichide, numărul acestor goluri depășește cu mult pe cel din cristalele reale.

Se poate considera că în absența unor forțe externe, moleculele unui lichid se mișcă într-o groapă de potențial de înălțime  $U$  (fig. 76). Saltul unei molecule într-o nouă poziție de echilibru este posibil numai dacă energia sa, definită în această conjunctură ca *energie de activare*, este cel puțin egală cu înălțimea barierei de potențial  $U$ ; în golul creat prin acest salt poate sări o altă moleculă.

Dacă se consideră că la un salt al nodului, ca element de rețea, sau al golului, se parcurge o distanță  $\delta$  de circa  $10^{-8}$  cm, atunci viteza de deplasare se poate exprima simplu:

$$v = \frac{\delta}{t} = \frac{\delta}{t_0} e^{-\frac{U}{kT}}. \quad (301)$$

unde  $k$  este constanta lui Boltzmann,  $T$  — temperatura absolută,  $t$  — timpul în care se efectuează schimbarea pe poziție, iar  $t_0$  — timpul în care s-ar face aceeași schimbare, dar în absența barierei de potențial ( $U = 0$ ). Între  $t$  și  $t_0$  se admite următoarea relație:

$$t = t_0 e^{\frac{U}{kT}}. \quad (302)$$

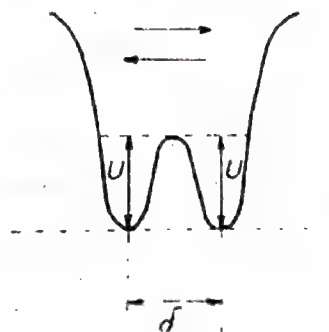


Fig. 76. Dependența barierei de potențial de poziția moleculei aflate în apropierea unui gol, în absența forțelor externe.



Viteza moleculei, în cazul  $U = 0$ , constituie așa-numita *viteză fundamentală*:

$$v_0 = \frac{\delta}{t_0} \quad (303)$$

ea fiind de ordinul  $10^5 \text{ cm/s}$ ; se constată, prin urmare, că în absența barierei de potențial, această migrație se face cu o viteză comună teoriei cinetice a gazelor.

Frecvența sau numărul salturilor în unitatea de timp este determinată atât de numărul golurilor, cât și de înălțimea barierei de potențial  $U$ , la o temperatură  $T$ :

$$v_s = n_g \cdot A \cdot \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \quad (304)$$

Salturi de acest tip se produc în toate direcțiile, iar ansamblul lor se identifică cu *difuzia moleculară* în sistemele lichide.

De reținut caracterul dependenței difuziei moleculare de temperatură, adică creșterea acesteia cu temperatura după o lege exponențială (304).

### 7.2.2. Viscositatea lichidelor

Dacă lichidul se află, la un moment dat, într-un câmp de tensiuni de forfecare, bariera de potențial se deformează în sensul forțelor externe relativ mari, căpătînd forma ilustrată în figura 77; aici, saltul moleculei este considerat arbitrar, de la stînga la dreapta.

În această situație, lichidul prezintă fenomenul de *difuzie moleculară forțată*.

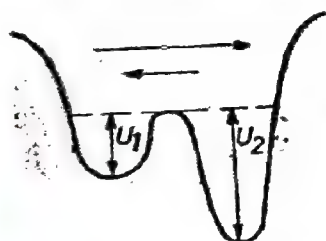


Fig. 77. Dependența barierei de potențial de poziția moleculei aflate în apropierea unui gol, în prezența unor forțe externe de forfecare.

Trecînd din poziția corespunzătoare energiei de activare  $U_1$  în cea corespunzătoare energiei  $U_2$ , molecula cîștigă o energie de activare  $\Delta E_a = U_2 - U_1$ . Așadar, acțiunea forțelor externe modifică barierele de potențial, care devin mai înalte în sensul opus tensiunilor de forfecare.

Forțele de forfecare, sau de alunecare, se transmit și stratului următor, intervenind printr-un mecanism analog celui descris mai înainte; din aproape în aproape, se ajunge la deplasarea macroscopică a lichidului. Se observă că alunecarea unui strat pe altul se face datorită unei diferențe de viteză a acestora; se definește astfel *viteza medie relativă*:

$$\langle v \rangle = \frac{dv}{dx} \cdot \delta \quad (305)$$

Viteza  $\langle v \rangle$  este însă proporțională cu forța  $F$  care determină curgerea, încît se poate scrie că:

$$\langle v \rangle = v_1 \cdot F \quad (306)$$

unde  $v_1$  reprezintă *mobilitatea* moleculei sau entității structurale.

Conform definiției tensiunii de forfecare  $\tau$ , exprimată prin raportul dintre forța  $F$  și aria  $\delta^2$  care revine unei molecule implicate în această deformare,

se poate scrie:

$$F = \delta^2 \cdot \tau. \quad (307)$$

Ținând seama de relațiile (306) și (307), gradientul vitezei  $dv/dx$  (305) se exprimă:

$$\frac{dv}{dx} = v_1 \cdot \delta \cdot \tau = \varphi \cdot \tau. \quad (308)$$

Se ajunge în acest mod la mărimea:

$$\varphi = v_1 \cdot \delta, \quad (309)$$

care reprezintă *fluiditatea* lichidului.

Tensiunea de forfecare  $\tau$  cuprinsă în (308) are, în consecință, expresia din relația:

$$\tau = \frac{1}{\varphi} \cdot \frac{dv}{dx} = \eta \cdot \frac{dv}{dx}, \quad (310)$$

care redă chiar legea lui Newton.

Mărimea  $\eta$  apărută astfel ca inversă a fluidității  $\varphi$ ,

$$\eta = \frac{1}{\varphi},$$

reprezintă coeficientul de viscozitate sau *viscozitatea* și caracterizează frecarea internă a două straturi nemijlocite din lichid.

Ținând seama de modul abordării acestei analize, se impune și constatarea că viscozitatea  $\eta$  depinde de volumul liber, adică de volumul tuturor golurilor din lichid. B a c i n s k i [16] a propus o formulă empirică, care leagă viscozitatea (considerată ca fiind independentă de presiune) de variația volumului:

$$\eta = \frac{c}{v - v_0} \quad (311)$$

unde  $v$  este volumul specific al lichidului, iar  $v_0$  — volumul specific minim pînă la care poate fi comprimat lichidul la o temperatură apropiată de 0 K, fără tranziție de fază;  $v - v_0$  reprezintă deci volumul golurilor, sau volumul liber al lichidului.

Acastă formulă își găsește o confirmare experimentală satisfăcătoare în cazul lichidelor neasociate, în condiții de variație a volumului cu temperatura și la presiune constantă.

Dependența pronunțată a viscozității lichidelor de temperatură este datorată energiei de activare a curgerii vîscoase, adică energiei necesare pentru a crea noi goluri în structura lichidului. Așadar, viscozitatea variază cu temperatura, după o relație de forma:

$$\eta = A \cdot e^{\frac{E_a}{RT}} \quad (312)$$



unde  $E_a$  reprezintă energia de activare a curgerii vîscoase. Reprezentînd grafic dependența logaritmului viscozității ( $\log \eta$ ) în funcție de inversul temperaturii ( $1/T$ ) (fig. 78) se obține o dreaptă.

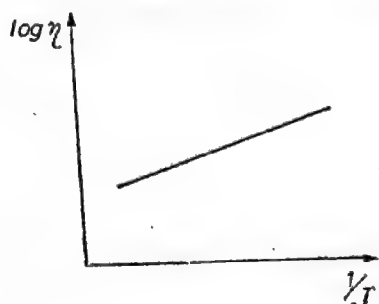


Fig. 78. Dependenta viscozității de temperatură.

La o formă asemănătoare a dependenței viscozității de temperatură, exprimată prin relația (312) și argumentată riguros din punct de vedere fizic, a ajuns și Arrhenius, pe cale empirică.

### 7.3. Teoria termodinamic-statistică a soluțiilor polimere diluate

Studiul caracteristicilor fizice ale soluțiilor polimere diluate prezintă un interes deosebit, dată fiind natura interdependențelor existente între viscozitatea soluției și particularitățile structural-conformaționale ale macromoleculelor solutului.

Teoriile elaborate în scopul elucidării mecanismului de interacțiune a macromoleculelor cu micromoleculele solventului relevă rolul specific al diferiților parametri de configurație și repercutarea acestora în corelarea unor importante funcții termodinamice caracteristice.

Interacțiunile inter- și intramoleculare, efectele de volum și caracteristicile geometrice ale conformațiilor macromoleculare sînt examinate, totodată, la nivelul acestor teorii și în strînsă concordanță cu proprietățile hidrodinamice ale soluțiilor polimere diluate, ca sisteme binare cu un component macromolecular.

Starea fizică cvasiindependentă a moleculelor polimere din soluțiile extrem de diluate poate fi caracterizată foarte elocvent de funcții termodinamice caracteristice. *Entropia de amestec a polimerului cu solventul* este o asemenea funcție cu un pronunțat caracter probabilistic și cu o deosebită eficiență în investigarea stărilor termodinamice ale sistemului binar considerat. Calculul acestei entropii se poate efectua în baza metodelor generale ale mecanicii statistice, fără a se apela la modele și analogii complicate; modelul imaginat pentru o reliefare fizică mai concludentă a diferitelor interdependențe de către Flory și Huggins [17, 18], cunoscut ca *model bidimensional pseudorecticular*, constituie una din premisele de bază ale dezvoltării teoriei elaborate de ei. Teoria Flory-Huggins permite calculul funcțiilor termodinamice caracteristice pentru soluțiile polimere diluate, prezentînd interes totodată și prin situarea ei la baza altor teorii statistice cu același obiect, cum ar fi, de exemplu, teoria Flory-Krigbaum [19].

Modelul de rețea are caracteristic — în funcție de particularitățile geometriei rețelei — așa-numitul *număr de coordinație*, sau *parametru coordinativ*,  $z$ ; acesta este chiar numărul celulelor elementare nemijlocit vecine celei din

rețea, susceptibilă și ea de a fi ocupată de o entitate sau de alta a sistemului de micromolecule de solvent și verigi de lanț macromolecular.

Astfel, pentru o rețea tridimensională cu celule elementare cubice, parametrul coordinativ  $z$  este egal cu 6, pe când pentru alte forme geometrice cu mai multe fețe, acesta poate fi mai mare.

### 7.3.1. Teoria Flory-Huggins. Modelul de rețea bidimensională

Flory și Huggins au imaginat distribuția verigilor de lanț și a micromoleculelor solventului, stabilind anumiți parametri care decurg din lungimea, geometria și conformația lanțului, pe de o parte, iar pe de alta, de forma celulei elementare.

Se admite că micromoleculele și entitățile structurale au dimensiuni comparabile.

#### 7.3.1.1. Entropia de amestec a soluțiilor ideale

Comportarea soluțiilor ideale, într-un larg interval de temperaturi și de compoziții, presupune, în mod necesar, îndeplinirea simultană a două condiții care subordonează entropia și căldura de amestec a soluțiilor, ca sisteme termodinamice. Prima din aceste condiții presupune ca entropia de amestec a soluției ideale să se exprime printr-o relație de forma:

$$\Delta S_a = -k (n_1 \ln N_1 + n_2 \ln N_2), \quad (313)$$

iar a doua cere ca aceeași soluție să se caracterizeze totodată printr-o căldură de amestec nulă.

În ecuația (313),  $n_1$  și  $n_2$  reprezintă numărul de molecule de solvent, respectiv de solut;  $N_1$  și  $N_2$  sînt fracțiile molare respective, iar  $k$  este constanta lui Boltzmann.

Pentru a stabili expresia entropiei de amestec a unei soluții ideale, ecuația (313), se consideră un sistem binar constituit din două specii moleculare, cu dimensiuni și configurații sterice comparabile. Într-un amestec de acest gen, o moleculă de specie dată poate fi înlocuită de alta, aparținînd celeilalte specii fără ca situația moleculelor vecine din soluție să fie astfel afectată.

Se consideră că în lichidele pure, sau în soluțiile binare obișnuite, așezarea moleculelor este suficient de regulată pentru a justifica alegerea unei rețele convenabile în modelarea presupusă de teoria dezvoltată în cazul sistemului binar dat [20] (fig. 79). În acest caz, cele două specii de molecule au geometrii care le fac comparabile pînă la identificare.

Entitățile structurale ale unui sistem simplu pot fi aranjate în celulele rețelei într-un mod unic, dată fiind identitatea lor; numărul aranjamentelor posibile ale entităților structurale proprii componentelor sistemului binar este însă foarte mare, caracterizarea distribuției entităților celor două componente fiind posibilă prin introducerea unei mărimi cu precădere statistică, cum este *entropia de amestec* a solventului cu solutul. Această mărime poate fi introdusă pornind de la relația fundamentală a mecanicii statistice:

$$\Delta S_a = k \cdot \ln \Omega; \quad (314)$$

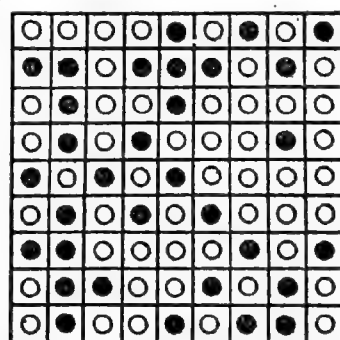


Fig. 79. Modelul de rețea adecvat teoriei soluțiilor binare micromoleculare.



$\Omega$  indică aici numărul configurațiilor posibile într-o macrostare dată, adică, în cazul de față, numărul total al modurilor de aranjare a celor  $n_1$  molecule identice de solvent și  $n_2$  molecule de substanță dizolvată, în rețeaua constituită din  $n = n_1 + n_2$  celule elementare.  $\Omega$  poate fi considerat chiar numărul de combinații a  $n$  elemente luate câte  $n_1$ , adică:

$$\Omega = C_n^{n_1} = \frac{n!}{n_1! \cdot n_2!} \quad (315)$$

Entropia de amestec depășește cu mult entropia uneia sau alteia dintre componente.

Dacă se ține seama în relația (314) de expresia mărimii  $\Omega$  din (315) și se folosește, pentru simplificare, formula de aproximație a lui Stirling:

$$\ln n! = n \cdot \ln n - n,$$

se obține entropia de amestec a soluției în funcție de numerele  $n_1$  și  $n_2$  de molecule de solvent, respectiv de solut:

$$\Delta S_a = -k \left( n_1 \ln \frac{n_1}{n_1 + n_2} + n_2 \ln \frac{n_2}{n_1 + n_2} \right) \quad (315')$$

sau, prin intermediul fracțiilor molare:

$$N_1 = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \text{ și } N_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2},$$

se obține

$$\Delta S_a = -k (n_1 \ln N_1 + n_2 \ln N_2),$$

regăsindu-se astfel relația (313).

În pofida aproximațiilor făcute în efectuarea calculelor, relația (313), stabilită pentru entropia de amestec a soluției ideale, prezintă însă un grad mare de generalitate; ea este aplicabilă chiar și în cazul soluțiilor cu molecule simple, ale căror componente comportă specii moleculare diferite morfologic.

#### 7.3.1.2. Entropia de amestec a soluțiilor polimere

Studiul termodinamic-statistic al soluțiilor macromoleculare trebuie să aibă în vedere interacțiunile moleculelor polimere cu micromoleculele solventului, precum și implicațiile diferenței dintre dimensiunile acestora, știut fiind că macromolecula este de mii de ori mai mare decât molecula ordinară. Forțele intermoleculare întâlnite la nivelul elementelor structurale ale unei astfel de soluții au efecte complicate de modul manifestării lor, atât ca interacțiuni ale micromoleculelor solventului cu verigile de lanț, cât și ca interacțiuni caracteristice uneia sau alteia din conformațiile macromoleculare posibile.

Lanțul macromolecular poate fi considerat un sistem alcătuit din  $x$  segmente, ca unități repetabile. Entitatea structurală considerată în studiul amestecurilor este definită convențional ca fiind acea parte a moleculei polimere care are nevoie de același spațiu în rețea, ca și o moleculă de solvent. În limitele acestei convenții, un segment și o moleculă de solvent se pot înlocui reciproc în rețeaua dată. O soluție polimeră impune caracteristic obligativitatea, dispunerii neîntrerupte a celor  $x$  segmente ale unui lanț în celulele rețelei (fig. 80). Succesiunea dispunerii segmentelor unui lanț în celule este impusă

de însăși natura configurației macromoleculare, fiind condiționată totodată și de mărimea sferei de coordinație a rețelei, reprezentată prin numărul coordinațiv  $z$ .

Entropia de amestec a unei soluții polimere include, pe lângă entropia unei soluții obișnuite, și o *entropie de configurație*, care se datorește mișcării microbrowniene, efectuată de verigile sau segmentele de lanț în interiorul macromoleculelor. Această entropie suplimentară este determinată de schimbarea pozițiilor reciproce ale verigilor față de micromoleculele din sfera lor de coordinație, dar nu afectează poziția centrului de masă al macromoleculei.

Pentru a deduce formula entropiei de amestec, pornind de la considerente statistico-probabilistice, este necesar să se găsească mai întâi numărul modurilor posibile de dispunere spațială a segmentelor de lanț macromolecular și a micromoleculelor de solvent în celulele pseudorețelei. Se consideră că în fiecare din cele  $n$  celule poate intra fie o entitate structurală, fie o micromoleculă.

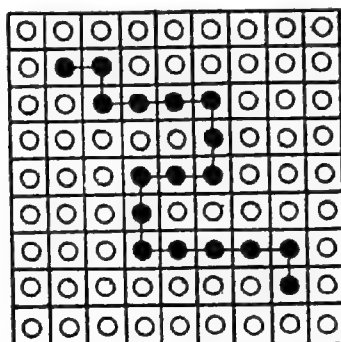


Fig. 80. Dispunerea condiționată a segmentelor de lanț într-o rețea bidimensională.

Notînd cu  $n_1$  numărul micromoleculelor de solvent, iar cu  $n_2$ , numărul moleculelor polimere, alcătuite fiecare din cîte  $x$  entități structurale, se deduce că pentru tot colectivul statistic de entități structurale este necesară o rețea de cel puțin  $n = n_1 + x \cdot n_2$  celule elementare. Pentru a exprima probabilitatea statistică globală adecvată modurilor de aranjare a macromoleculelor în sistemul reticular considerat, se presupune că la un moment dat se află introduse în celulele acestuia un număr  $i$  din cele  $n_2$  molecule polimere. Introducerea macrolanțului  $i + 1$  în rețea presupune un număr de moduri posibile de aranjare, care este funcție de numărul celulelor rămase încă neocupate. În această situație, introducerea primei verigi ( $i \cdot x + 1$ ) a lanțului macromolecular  $i + 1$  se poate face în oricare din cele  $n - ix$  celule disponibile. Pentru veriga următoare din lanț, adică veriga  $ix + 2$ , condițiile de introducere conțin o restricție suplimentară, deoarece aceasta nu mai poate ocupa decît o celulă imediat vecină aceleia în care a fost introdusă veriga precedentă, dată fiind coerența lanțului.

În același timp, este necesar să se țină seama și de mărimea părții din rețea ocupată de verigile celor  $i$  macromolecule care au fost deja introduse. Notînd cu  $w_i$  probabilitatea ca o celulă (de exemplu, cea atribuită primei verigi a lanțului  $i + 1$ ) să fie ocupată, numărul diferitelor poziții disponibile în rețea pentru veriga  $ix + 2$  din lanțul polimer  $i + 1$  va fi dat de  $z(1 - w_i)$ ; pentru veriga a treia, și cele următoare, acest număr va fi  $(z-1)(1 - w_i)$  (dacă lanțul este rigid). În aceste expresii apare explicită condiția restrictivă impusă de existența sferei de coordinație și de reducerea cu o unitate a numărului de coordinație după introducerea primei verigi a lanțului polimer  $i + 1$ . Ținînd seama de condițiile enumerate, introducerea lanțului  $i + 1$  în rețea este legată de un număr de dispuneri posibile, exprimabil prin relația:

$$w_{i+1} = \frac{1}{2} z (n - ix) (z-1)^{x-2} (1-w_i)^{x-1}, \quad (316)$$

Numărul total al modurilor de dispunere a celor  $n_2$  molecule polimere în pseudorețeaua considerată este, potrivit raționamentului și premiselor sim-



plificatoare ale acestei teorii [21, 22]:

$$W = \frac{1}{n_2!} \cdot \prod_{i=1}^{n_2} w_i. \quad (317)$$

În expresia probabilității statistice globale a modurilor de dispunere a macromoleculelor în rețea, se consideră că toate macromoleculele introduse în celule, rînd pe rînd, sînt identice.

Probabilitatea ca o celulă, arbitrar aleasă, să fie liberă este dată de relația:

$$1 - w_i = \frac{n - ix}{n} = 1 - \frac{ix}{n}. \quad (318)$$

În estimarea mărimii  $w_i$ , nu se ține însă seama de faptul că fiecare verigă de lanț este înconjurată, în primul rînd, de verigile macromoleculei din care face parte ea însăși. În această situație, chiar la o diluție extremă, mărimea  $ix/n$  din relația (318) nu devine prea mică, dat fiind că în macromolecula ghem-statistic, concentrația volumică a verigilor de lanț rămîne totuși suficient de mare; mărimea  $ix/n$  se află în acest caz în bună concordanță cu gradul sau măsura în care sînt ocupate celulele rețelei, adică cu probabilitatea  $w_i$ . Observațiile făcute pînă aici permit un nou mod de exprimare a probabilității din relația (316) și anume:

$$w_i = (n - ix)^x \left( \frac{z - 1}{n} \right)^{x-1}. \quad (319)$$

Parametrul coordinativ  $z$  apare în expresia probabilității  $w_{i+1}$  prin mărimea  $z-1$ , introdusă cu ocazia stabilirii relației (316); această substituție a parametrului  $z$  nu afectează însă prin erori semnificative rezultatele, dat fiind faptul că  $z-1$  apare la o putere al cărei exponent  $x-1$  este relativ mare.

Expresia probabilității  $w_{i+1}$  poate fi simplificată și restrînsă prin dezvoltarea în serie a cantității  $\ln \left( 1 - \frac{ix}{n} \right)$ , după cum urmează:

$$w_{i+1} = \frac{(n - ix)!}{[n - (i+1)x]!} \cdot \left( \frac{z - 1}{n} \right)^{x-1}. \quad (320)$$

Calculul produsului  $\prod_{i=1}^{n_2} w_i$  permite să se exprime probabilitatea  $W$ , sub forma:

$$W = \frac{n!}{n_2!(n - xn_2)!} \cdot \left( \frac{z - 1}{n} \right)^{n_2(x-1)}. \quad (321)$$

Aplicarea relației  $S = k \cdot \ln W$  conduce, în cadrul teoriei elaborate de Flory și Huggins, la exprimarea *entropiei de configurație* a soluției macromoleculare, sub forma:

$$S_c = -k \left[ n_1 \ln \frac{n_1}{n_1 + xn_2} + n_2 \ln \frac{n_2}{n_1 + xn_2} - n_2(x-1) \ln \frac{z-1}{e} \right]. \quad (322)$$

La această expresie a entropiei de configurație s-a ajuns după aproximația determinată de aplicarea formulei lui Stirling și prin alte câteva simplificări admise tacit.

Mărima evidențiată de Flory, în limitele teoriei soluțiilor de polimeri, este însă *entropia de amestec*:

$$\Delta S_a = S_c - S_{dez} \quad (323)$$

care este, după cum se observă, mai mică decât entropia soluției cu cantitatea  $S_{dez}$ , adică *entropia de dezorientare* a moleculelor de polimer. Entropia de amestec  $\Delta S_a$  se identifică cu entropia de configurație  $S_c$  a soluției macromoleculare, atunci când se consideră că moleculele solventului sînt dispuse ordonat în celele pseudorețele, iar polimerul încorporat are o structură ordonată cvasicristalină; caracterul ordonat al dispunerii reciproce a elementelor structurale monomere sau polimere ale soluției justifică neglijarea entropiei de dezorientare  $S_{dez}$ .

În cazul soluțiilor de polimeri amorfii intervine însă entropia  $S_{dez}$ , datorită dezordinii legate de încîlcirea lanțurilor macromoleculare; din această cauză, entropia de amestec a unei astfel de soluții se exprimă prin relația (323). Entropia de configurație a moleculelor de polimer amorf dezorientate  $S_{dez}$ , numită și *entropie amorfică* a polimerului, se obține considerînd în (322) că numărul moleculelor de solvent este  $n_1 = 0$ :

$$S_{dez} \equiv (S_c)_{n_1=0} \cong k \cdot n_2 \cdot \ln \frac{z-1}{e}. \quad (324)$$

Entropia de amestec a polimerului amorf cu solventul poate fi și ea exprimată cu ajutorul unei relații de forma:

$$\Delta S_a^* = S_c - S_{dez} = -k \left( n_1 \ln \frac{n_1}{n_1 + xn_2} + n_2 \ln \frac{xn_2}{n_1 + xn_2} \right). \quad (325)$$

În relația (325) apar fracțiile volumice ale solventului și respective polimerului amorf dizolvat,

$$v_1 = \frac{n_1 v_1^0}{(n_1 + xn_2) v_2^0} \text{ și } v_2 = \frac{xn_2 v_2^0}{(n_1 + xn_2) v_2^0},$$

care sînt egale cu fracțiile molare, deoarece din ipoteză,  $v_1^0 \equiv v_2^0$ , în care  $v_1^0$  este volumul unei entități structurale.

Aceasta permite exprimarea entropiei de amestec  $\Delta S_a^*$  în funcție de ele, după cum urmează:

$$\Delta S_a^* = -k(n_1 \ln v_1 + n_2 \ln v_2). \quad (326)$$

Asteriscul indică faptul că în discuția purtată nu se iau în considerație aranjările segmentelor în interiorul unei macromolecule.

Formula (326) este pe cît de simplă, pe atît de cuprinzătoare, prezentînd un avantaj esențial față de formulele anterioare ei, prin aceea că entropia de amestec  $\Delta S_a$ , în circumstanțele indicate, nu depinde de parametrul coordonativ  $z$ , specific modelului de rețea construit.



### 7.3.1.3. Căldura și energia liberă de amestec

În procesul dizolvării unui polimer amorf într-un solvent, este necesar să se ia în considerare atât fenomenul de solvatare, cât și efectul termic sau *căldura de amestec*  $Q_a$ . În condițiile realizării unui asemenea sistem binar, ce poate fi conceput ca o rețea tridimensională convenabilă unei examinări fizico-structurale eficiente, căldura  $Q_a$  apare ca o consecință a trei tipuri de interacțiuni concordante cu posibilitățile de contact ale diferitelor entități structurale (unitățile repetabile ale lanțurilor macromoleculare și moleculele solventului). Se disting astfel:

- contacte între moleculele de solvent (1,1);
- contacte între entitățile structurale (2,2);
- contacte eterogene (1,2) între molecule de solvent și entități structurale de lanț.

Considerînd  $E(1,1)$ ,  $E(2,2)$  și  $E(1,2)$  energiile de contact proprii interacțiunilor diferitelor perechi posibile de elemente structurale din sistem, se poate exprima, de exemplu, variația energiei  $\Delta E(1,2)$  la asocierea unei perechi, după cum urmează [23]:

$$\Delta E(1,2) = E(1,2) - \frac{1}{2} [E(1,1) + E(2,2)]. \quad (327)$$

La baza acestei relații se află ecuația stoechiometrică:

$$E(1,1) + E(2,2) = 2 E(1,2),$$

obținerea soluției putînd fi identificată cu o reacție chimică în care legăturile de tipul (1,2) sînt formate din legături de tipul (1,1) și (2,2), în proporții egale.

Admițînd că la realizarea contactelor de acest fel, căldura degajată poate fi pusă pe seama variației  $\Delta E$  a energiei de interacțiune, se poate determina căldura de amestec  $Q_a(1,2)$  aferentă contactelor de tip (1,2), știind că variația căldurii de amestec este egală și de semn contrar cu variația energiei  $\Delta E(1,2)$ :

$$Q_a(1,2) = -\Delta E(1,2). \quad (328)$$

Dacă în soluție se găsesc  $P_{1,2}$  perechi de entități structurale între care contactele sînt de tipul (1,2), atunci *energia de contact* la asocierea acestor entități în soluție este dată de formula:

$$\Delta U = P_{1,2} \cdot \Delta E(1,2). \quad (329)$$

Numărul  $P_{1,2}$  al perechilor eterogene se calculează folosind modelul de rețea imaginat pentru realizarea soluției. Probabilitatea de a găsi în imediata vecinătate a unei verigi de lanț molecule de solvent este aproximativ proporțională cu fracția de volum  $v_1$  a solventului în soluție.

Cu excepția unităților terminale ale lanțurilor macromoleculare, toate celelalte verigi elementare se găsesc în contact cu  $z-2$  molecule de solvent; verigile extreme se află în contact cu  $z-1$  molecule. Cu aceste precizări, numărul perechilor eterogene  $P_{1,2}$  poate fi exprimat cu ajutorul relației:

$$P_{1,2} = v_1 \cdot n_2 \cdot [(z-2)x + 2] \cong z \cdot n_2 \cdot x \cdot v_1. \quad (330)$$

Avînd în vedere proporționalitatea existentă între fracțiile de volum  $v_1$  și  $v_2$  și respectiv, numerele  $n_1$  și  $n_2$  de entități structurale din soluție:

$$\frac{x n_2}{n_1} = \frac{v_2}{v_1}, \quad (331)$$

relația (330) se mai poate exprima și sub forma:

$$P_{1,2} = z \cdot n_1 \cdot v_2. \quad (332)$$

Exprimînd în acest mod numărul perechilor eterogene  $P_{1,2}$  din formula (329) în funcție de parametrul coordinativ  $z$ , se obține următoarea expresie pentru energia de contact:

$$\Delta U = z \cdot \Delta E(1, 2) \cdot n_1 \cdot v_2, \quad (333)$$

care reprezintă cunoscuta *formulă a lui Van Laar*, aplicabilă în cazul oricărui sistem de două componente. Formula (333) nu stabilește nici o legătură directă între energia de contact  $\Delta U$  și gradul de polimerizare al polimerului dat, ceea ce face ca ea să fie valabilă atât pentru moleculele solventului, cît și pentru macromoleculele solutului.

Presupunînd că molecula de solvent este constituită din  $x_1$  segmente, ecuația (333) devine:

$$\Delta U = z \cdot \Delta E(1, 2) \cdot x_1 \cdot n_1 \cdot v_2. \quad (333')$$

Introducînd în (333') parametrul adimensional:

$$\epsilon = \frac{z \cdot \Delta E(1, 2) \cdot x_1}{kT}, \quad (334)$$

devine posibilă caracterizarea, la temperatura  $T$ , a energiei de interacțiune ce revine unei molecule de solvent și astfel se poate scrie:

$$\Delta U = k \cdot T \cdot \epsilon \cdot n_1 \cdot v_2. \quad (335)$$

Cantitatea  $kT$  corespunde variației energiei moleculei de solvent ca urmare a introducerii ei în polimerul pur ( $v_2=1$ ); introducerea moleculei de solvent printre molecule identice comportă alte interacțiuni și deci, altă energie de contact local.

Cunoscînd expresiile entropiei de amestec  $\Delta S_a$  și a energiei de contact  $\Delta U$ , devine posibilă exprimarea *energiei libere a soluției*, încît:

$$\begin{aligned} \Delta F_a &= \Delta U - T \cdot \Delta S_a = \Delta U - T \cdot \Delta S_a^* = \\ &= RT (n_1 \ln v_1 + n_2 \ln v_2 + \epsilon \cdot n_1 v_2) \end{aligned} \quad (336)$$

(aici  $n_1$  și  $n_2$  sînt numere de moli).

Formula (336) exprimă variația energiei libere totale la formarea soluției din polimerul pur, complet dezorientat și din solventul pur.

#### 7.3.1.4. Cantități parțial molare

O altă mărime termodinamică importantă în analizele întreprinse în cadrul teoriei statistice a soluțiilor de polimeri o constituie *potențialul chimic*.

Potențialul termodinamic chimic al solventului este dat de diferența dintre potențialul chimic al solventului în soluție  $\mu_1$  și omologul solventului pur  $\mu_1^0$ ; el se obține diferențiind energia liberă de amestec  $\Delta F_a$ , exprimată sub forma (336), în raport cu numărul de moli de solvent  $n_1$ :

$$\Delta \mu_1 = \mu_1 - \mu_1^0 = RT \left[ \ln(1 - v_2) + \left( 1 - \frac{1}{x} \right) v_2 + \epsilon \cdot v_2^2 \right]. \quad (337)$$



Este interesant și util, sub raportul confruntării teoriei cu experiența, să se distingă, în ecuația (337), contribuția entropiei de configurație de entropia interacțiunilor la nivelul elementelor învecinate din soluție.

În acest sens, printr-un calcul simplu, se ajunge la o relație definitorie pentru *potențialul termodinamic chimic* al solventului [20]:

$$\Delta \mu_1 = -T \cdot \Delta \bar{S}_1^* + R T \varepsilon v_2^2, \quad (338)$$

stabilindu-se astfel că în compunerea sa intră contribuția entropiei de configurație, reprezentată de obicei prin *entropia de configurație parțial molară relativă* a solventului în soluție:

$$\Delta \bar{S}_1^* = -R \left[ \ln(1 - v_2) + \left(1 - \frac{1}{x}\right) v_2 \right], \quad (338')$$

precum și *conținutul în căldură parțial molară relativă* sau, cum se mai spune, *căldura de diluție*:

$$\bar{Q}_1 = R T \varepsilon v_2^2. \quad (338'')$$

Variația potențialului chimic al polimerului dizolvat  $\mu_2$  față de potențialul chimic al polimerului pur  $\mu_2^0$  se exprimă diferențiind energia liberă  $\Delta F_a$  în raport cu  $n_2$ :

$$\Delta \mu_2 = \mu_2 - \mu_2^0 = R T [\ln v_2 - (x-1)(1-v_2) + \varepsilon \cdot x(1-v_2)^2]. \quad (339)$$

Din expresiile potențialelor chimice se deduc teoretic mărimi nemijlocit accesibile experienței. Una din aceste mărimi este *activitatea*  $a_1$  a solventului, pentru care se și confirmă experimental valabilitatea relației:

$$\ln a_1 = \frac{11}{RT} (\mu_1 - \mu_1^0) = \ln(1-v_2) + \left(1 - \frac{1}{x}\right) v_2 + \varepsilon \cdot v_2^2. \quad (340)$$

Activitatea chimică a solventului se exprimă de altfel, în funcție de tensiunea elastică  $p_1$  a vaporilor aflați deasupra soluției și de tensiunea de vapori  $p_1^0$  a solventului pur, în concordanță cu legea lui Raoult, sub forma:

$$a_1 = \frac{p_1}{p_1^0}. \quad (341)$$

dacă sistemul se consideră ideal.

În aproximația presupusă de această definiție, se identifică vaporii cu gazul ideal.

### 7.3.2. Implicații și consecințe ale teoriei Flory-Huggins

#### 7.3.2.1. Ecuația de stare sub formă virială pentru o soluție macromoleculară

O altă mărime cu implicații deosebite în studiul termodinamic al soluțiilor de polimeri este *presiunea osmotică*. Estimarea presiunii osmotice  $\Pi$  a unei soluții cu un component macromolecular are la bază următoarea relație termodinamică [24] echivalentă, în acest caz, cu o ecuație de stare, adecvată

scopului urmărit:

$$\Pi = - \frac{\mu_1 - \mu_1^0}{V_1} = - \frac{RT}{V_1} \left[ \ln(1 - v_2) + \left(1 - \frac{1}{x}\right) v_2 + \varepsilon v_2^2 \right]; \quad (342)$$

$V_1$  reprezintă aici volumul molar al solventului.

Dezvoltînd în serie termenul  $\ln(1 - v_2)$  și considerînd fracția volumică  $v_2$  ca fiind mică, mai ales în cazul soluțiilor de polimeri foarte diluate, ecuația de stare (342) poate fi pusă sub forma:

$$\Pi = \frac{RT}{V_1} \left[ \frac{v_2}{x} + \left( \frac{1}{2} - \varepsilon \right) v_2^2 + \frac{v_2^3}{3} + \dots \right]. \quad (343)$$

Deoarece presiunea osmotică a unei soluții de acest fel depinde, îndeosebi, de concentrația  $c$  a polimerului, este necesar să se releve natura dependenței  $\Pi = f(c)$ , în condițiile ecuației (343). În acest scop, se exprimă *volumul parțial specific* al polimerului:

$$\bar{v} = \frac{v_2}{c},$$

observîndu-se că între mărimile specificate și masa moleculară  $M$  a polimerului există relațiile [25]:

$$\frac{v_2}{xV_1} = \frac{c\bar{v}}{xV_1} = \frac{c}{M}.$$

În virtutea unor asemenea relații se stabilește următoarea ecuație de stare, sub formă virială, pentru soluția macromoleculară dată:

$$\frac{\Pi}{c} = \frac{RT}{M} + RT \frac{\bar{v}^2}{V_1} \left( \frac{1}{2} - \varepsilon \right) c + RT \frac{\bar{v}^3}{3V_1} c^2 + \dots \quad (344)$$

Primul termen, și anume  $RT/M$ , din membrul drept al ecuației (344) constituie termenul ideal al legii lui Van't Hoff, fiind limita către care tinde  $\Pi/c$  în condițiile unei diluții infinite [20]. Termenii următori ilustrează abaterile de la idealitate, în cadrul teoriei discutate, scoțînd în evidență limitările acestei teorii pentru soluții diluate.

În ecuația (344), cu coeficienți de virial, apare cu o semnificație fizică particulară, alături de primul coeficient  $A_1 = 1/M$ , cel de-al doilea coeficient de virial:

$$A_2 = \frac{\bar{v}^2}{V_1} \left( \frac{1}{2} - \varepsilon \right) = \frac{\bar{v}^2}{2V_1} (1 - 2\varepsilon), \quad (345)$$

prin care sînt luate în considerație forțele de interacțiune legate de căldura de dizolvare, inclusă în *energia de interacțiune*:

$$\varepsilon = \frac{z \cdot \Delta E(1,2)}{kT} = - \frac{z \cdot Q_a(1,2)}{kT},$$



care reprezintă, de fapt, căldura de dizolvare,  $z \cdot Q_a(1,2)$ , raportată la o unitate monomerică.

Dacă se ia în considerație și *entropia de solvatare*, adică dacă se scrie:

$$\Delta E(1,2) = \Delta U(1,2) - T \cdot \Delta \bar{S}^*(1,2), \quad (346)$$

energia de interacțiune devine:

$$\epsilon = \frac{z \cdot \Delta E(1,2)}{kT} = \frac{z \cdot \Delta U(1,2)}{kT} - \frac{z \cdot \Delta \bar{S}^*(1,2)}{k} = \frac{a}{kT} - b. \quad (347)$$

Prin urmare, al doilea coeficient de virial se poate exprima sub forma:

$$A_2 = \frac{\bar{v}^2}{2V_1} \left( 1 + 2b - \frac{2a}{kT} \right) = \frac{\bar{v}^2 (1 + 2b)}{2V_1} \left[ 1 - \frac{2a}{k(1 + 2b)T} \right]. \quad (348)$$

Făcînd înlocuirile:

$$\psi = \frac{1 + 2b}{2}$$

și

$$\Theta = \frac{2a}{k(1 + 2b)}$$

se ajunge la expresia finală a celui de-al doilea coeficient de virial:

$$A_2 = \frac{\bar{v}^2}{V_1} \cdot \psi \left( 1 - \frac{\Theta}{T} \right). \quad (349)$$

Se observă că în constanta  $\Theta$  sînt incluse atât căldura cît și entropia de solvatare, în timp ce constanta  $\psi$  depinde numai de entropia de solvatare, corespunzătoare unei verigi de lanț macromolecular.

**7.3.2.2. Caracterul interacțiunilor moleculare relevat cu ajutorul celui de-al doilea coeficient de virial. Temperatura  $\Theta$**

Ecuția (349) concretizează unul din aspectele principale ale teoriei Flory-Huggins, conturînd totodată și cîteva consecințe imediate. Astfel, se poate arăta cu ajutorul ei că în solvenți buni, dizolvarea polimerului este însoțită de o energie liberă de solvatare negativă. Se admite, prin urmare, că efectul termic al dizolvării  $Q(1,2)$  este pozitiv și, ca atare, mărimea  $T \cdot \Delta \bar{S}^*(1,2)$  este pozitivă, încît descreșterea energiei  $\Delta U(1,2) = -Q_a(1,2)$  să nu poată fi compensată.

Așadar, coeficientul  $A_2$  este întotdeauna pozitiv, ca o ilustrare a caracterului predominant repulsiv al forțelor intermacromoleculare, interesante în special prin natura lor entropică.

În cazul soluțiilor de polimeri cu solvenți buni, în care concentrația macromoleculelor este relativ mare, posibilitatea modificărilor de conformație a lanțurilor se restrînge sensibil. Forțele intermacromoleculare acționează, în această conjunctură, în direcțiile după care se efectuează mișcarea termică a lanțurilor macromoleculare, manifestînd un pregnant caracter repulsiv.

În solvenții răi, macromoleculele au o comportare care se caracterizează fie printr-o căldură de dizolvare  $Q(1,2) < 0$  (cînd  $\Delta U(1,2) > 0$ ), fie prin  $Q(1,2) > 0$ , dacă  $b < 0$ . Se observă, urmărind egalitatea expresiilor echivalente:

$$1 - \frac{2a}{k(1+2b)T} = 1 - \frac{\Theta}{T}, \quad (350)$$

că în cazul soluțiilor de polimeri cu solvenți răi, al doilea coeficient de virial este susceptibil de micșorare pînă la anulare.

Astfel, dacă o asemenea soluție este adusă la o temperatură  $T = \Theta$ , se constată că soluția are în punctul  $\Theta$  o comportare ideală, caracterizată de atin-

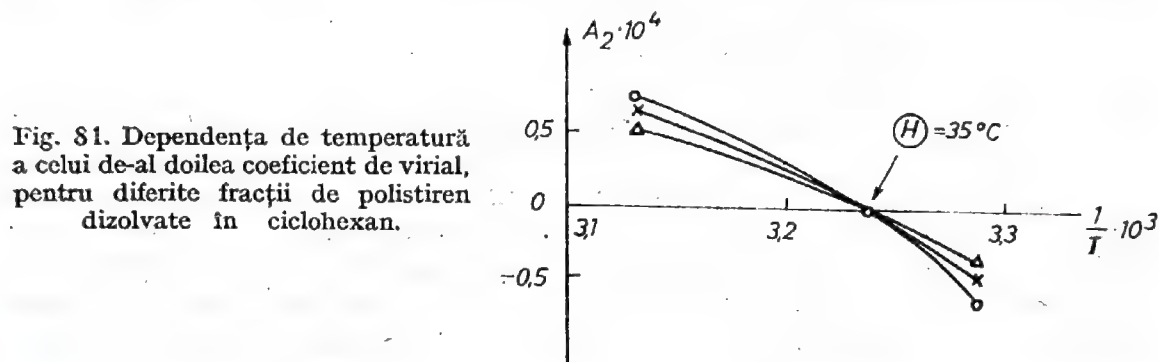


Fig. 81. Dependenta de temperatură a celui de-al doilea coeficient de virial, pentru diferite fracții de polistiren dizolvate în ciclohexan.

gerea unui echilibru de compensare între repulsiile cinetice ale macromoleculelor și de creșterea energiei libere ca efect al solvatării. Dacă  $T < \Theta$ , devin predominante forțele intermacromoleculare atractive și  $A_2 < 0$ .

Teoria lui Flory conduce, printre altele, la concluzia potrivit căreia coeficientul  $A_2$  în punctul  $\Theta$  nu depinde de masa moleculară  $M$  a polimerului. O asemenea concluzie este confirmată experimental în cazul unor soluții în ciclohexan ale câtorva fracții de polistiren (fig. 81). Se observă că pentru toate fracțiile de polistiren investigate, există un punct de intersecție comun al curbelor care reprezintă dependența de temperatură a celui de-al doilea coeficient de virial; acest punct coincide cu *temperatura Flory* sau *temperatura  $\Theta$* . Valoarea sa pentru sistemul clasic polistiren-ciclohexan este:

$$\Theta = 308,5 \pm 0,5 \text{ K [26].}$$

În mod obișnuit, temperatura  $\Theta$  se determină prin măsurători de difuzie a luminii, folosind dependența de temperatură a celui de-al doilea coeficient de virial și avînd în vedere faptul că în solvent pur, temperatura  $\Theta$  este concordantă cu  $A_2 = 0$ .

În apropierea temperaturii  $\Theta$ , coeficienții de virial  $A_2$  ai fracțiilor polimere examinate (fig. 81) depind în mică măsură de masa moleculară. Curbele  $A_2 = f(1/T)$  devin tot mai divergente prin îndepărtarea, într-un sens sau în altul, de punctul  $\Theta$  și astfel experiența nu mai confirmă, din acest punct de vedere, concluziile teoretice. Coincidența între teorie și experiență este satisfăcătoare doar atunci cînd se folosesc solvenții răi, iar temperatura soluțiilor de polimeri nu este mult depărtată de punctul  $\Theta$ .

În studiul statistic al particularităților fizico-structurale ale lanțului macromolecular izolat se acordă o mică importanță rolului pe care îl joacă, în comportarea de ansamblu a moleculei polimere, grosimea și volumul acesteia, precum și forțele de interacțiune la nivelul entităților structurale constituente. O tra-



tare teoretică, concordantă prin concluziile sale cu comportarea fizică reală a unui lanț macromolecular, presupune atribuirea unui volum finit fiecărei entități, astfel încât să se excludă încălcarea principiului impenetrabilității (spațiul ocupat de o entitate structurală nu poate fi ocupat în același timp și de altă entitate).

O consecință imediată decurgând din respectarea acestui principiu elementar este determinată de luarea în considerare a forțelor repulsive sau, ceea ce este totuna, considerarea influenței acestor forțe asupra sferei de coordinație a ghemului statistic macromolecular; dimensiunile proprii ghemului statistic sînt mai mari decît cele calculate cînd se ignoră efectele repulsiei entităților structurale.

Rezultatele obținute sînt mai conforme realității dacă se ține seama atît de forțele atractive dintre verigi, cît și de cele dintre verigi și moleculele de solvent. În cadrul teoriilor elaborate de Flory și Fox [27] sau de Zimm, Stockmayer și Fixman [28] sînt indicate și folosite metode simple de calcul prin care se ajunge la elocvente expresii cantitative privind contribuția acestor efecte.

Considerînd că dimensiunile liniare ale unui lanț macromolecular real ar trebui să fie, potrivit calculelor cu corecții, de  $\alpha$  ori mai mari decît cele rezultate din teoriile care neglijează predominanța forțelor repulsive, Flory și Fox au stabilit ecuația „gonflării” sau a „îmbibării” ghemului macromolecular. Teoria dezvoltată și îmbunătățită de Stockmayer, Zimm și Fixman conduce la stabilirea unei *ecuații de stare a macromoleculei îmbibate*:

$$\alpha^5 - \alpha^3 = D_0 \psi M^{\frac{1}{2}} \left( 1 - \frac{\Theta}{T} \right) \quad (351)$$

unde  $\alpha$  este parametrul gonflării, iar  $D_0$  un coeficient independent de masa moleculară  $M$  a polimerului.

Ecuația (351) permite să se constate că efectele de volum în circumstanțele menționate sînt nemijlocit legate de valoarea coeficientului de virial  $A_2$ . Soluția de polimer are o comportare cvasiideală atunci cînd factorul  $\left( 1 - \frac{\Theta}{T} \right)$  se anulează, adică atunci cînd în punctul  $\Theta$ , efectele de volum se compensează sau, ceea ce este totuna, cînd  $\alpha = 1$ .

Teoriile elaborate cu privire la comportarea macromoleculelor în soluții evidențiază faptul că efectele de volum apărute ca manifestări ale repulsivității verigilor de lanț se repercutează nu numai asupra dimensiunilor medii ale macromoleculelor, ci și asupra proprietăților hidrodinamice ale acestora.

Din reunirea rezultatelor teoretice obținute de Flory, ca și din confruntarea cu faptele experimentale a diverselor teorii elaborate în legătură cu comportarea fizică a macromoleculelor în soluții, se pot trage și alte concluzii interesante referitoare la influențele reciproce la nivelul micro- și macromoleculelor din soluțiile de polimeri. Astfel, se poate constata că parametrul termodinamic  $\left( 1 - \frac{\Theta}{T} \right)$  intervine atît în expresia coeficientului  $A_2$ , reliefînd caracterul interacțiunilor moleculare, cît și în ecuația gonflării lanțului macromolecular izolat, pentru a evidenția interacțiunile care au loc în intimitatea ghemului macromolecular îmbibat cu micromoleculele solventului.

## Capitolul VIII

### VISCOZIMETRIA SOLUȚIILOR MACROMOLECULARE

#### 8.1. Polimeri în soluție

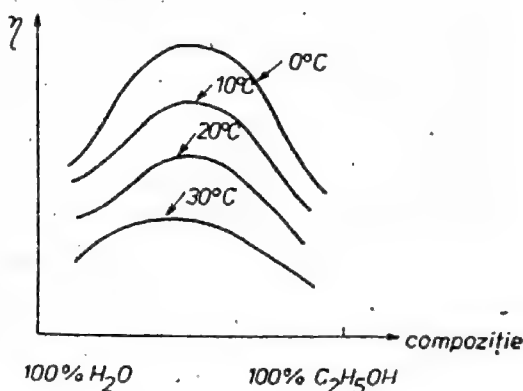
Amestecurile de lichide, sau solidele dizolvate în lichide, dau în mod obișnuit sisteme capabile de evidentă manifestare a fenomenului de curgere.

Sistemele binare apte de curgere pot fi caracterizate simplu de o viscozitate  $\eta$ , estimabilă în funcție de viscozitățile  $\eta_1$  și  $\eta_2$  ale componentelor sale și de fracțiile  $N_1$  și  $N_2$  corespunzătoare:

$$\eta = \eta_1 N_1 + \eta_2 N_2$$

Experiențele efectuate în scopul verificării relației precedente demonstrează că aceasta devine improprie pentru sistemele cvasiideale. Dependența de compoziție a viscozității unei soluții cu componente lichide micromoleculare este mai degrabă o curbă decât o linie dreaptă. Pentru anumite proporții ale componentelor într-un sistem, viscozitatea acestuia poate fi mai mare decât aceea a componentului mai viscos, sau mai mică decât aceea a componentului mai puțin viscos. De exemplu, în cazul soluțiilor de alcool etilic în apă, viscozitatea variază în funcție de compoziție după o curbă care prezintă un maxim cu atât mai înalt cu cât temperatura este mai joasă (fig. 82) [8].

Fig. 82. Dependența de compoziție a viscozității unei soluții de alcool etilic în apă, la diferite temperaturi [8].



La dizolvarea unui polimer într-un solvent, se obține un sistem binar cu coeficienți de viscozitate ai componentelor diferiți sensibil. De exemplu, viscozitatea compusului macromolecular dintr-un sistem poate fi de ordinul  $10^{11}$  —  $10^{14}$  P, pe când viscozitatea componentei micromoleculare este de aproximativ  $10^{-3}$  P. Această discrepantă, care decurge din diferența dimensiunilor entităților structurale fundamentale ale celor două componente, devine determinantă pentru proprietățile mecanice specifice soluțiilor cu o componentă polimeră, relevabile, mai ales, prin caracterul viscozităților. Viscozitatea soluțiilor de polimeri este foarte mare în comparație cu aceea a substanțelor micromoleculare în soluție; ea depinde puternic de temperatură, de masa moleculară a



polimerului și variază neliniar cu concentrația soluției. Aceste interdependențe particulare se manifestă diferit la concentrații mari și la concentrații mici ale polimerului, în raport cu partenerul micromolecular; de altfel, așa se explică și distincția ce se face între soluțiile concentrate și cele diluate.

Atributul *diluat* se folosește, de regulă, în cazul soluțiilor macromoleculare care conțin mai puțin de 1 g de polimer la 100 ml soluție. La astfel de concentrații, în soluțiile substanțelor de masă moleculară mică, moleculele solutului nu interacționează practic una cu alta. Macromoleculele din soluții care conțin cel mult 0,5 g polimer la 100 ml soluție interacționează, formând *asociații*; asocierea de acest gen face adesea necesară extrapolarea la diluție infinită a datelor obținute pentru aceste cazuri.

Se constată concret că încorporarea unui polimer relativ vâscos unui solvent de viscozitate mică mărește viscozitatea sistemului obținut; adăugarea unei cantități foarte mici de polimer produce o creștere puternică a viscozității. Astfel, viscozitatea unei soluții omogene foarte diluate a unui polimer cu masă moleculară ridicată poate fi de 10—20 de ori mai mare decât viscozitatea solventului.

Delimitarea soluțiilor polimere diluate de cele concentrate depinde și de scopul urmărit printr-o asemenea tratare a lor. De pildă, pentru un tehnician care lucrează cu vopsele, o soluție de concentrație 5—10% este foarte diluată, pe când pentru un cercetător reolog care măsoară viscozitatea caracteristică a unui sistem binar cu o componentă macromoleculară o concentrație de 1% este relativ mare [29]. Interacțiunile moleculare pot fi considerate criteriu esențial în această delimitare. Astfel, în mod obișnuit, soluțiile se consideră *concentrate* dacă moleculele dizolvantului interacționează sesizabil. În soluțiile polimere, această interacție crește rapid.

Ferry sugerează să se considere ca fiind *concentrate* soluțiile cu viscozitatea relativă mai mare decât 100.

Soluțiile concentrate sînt subdivizate, la rîndul lor, în mod convențional, în soluții cu concentrație moderată și soluții foarte concentrate. Acestea din urmă includ soluții care conțin o fracție volumică de polimer de circa 0,3 sau mai mult. Tot din această categorie fac parte și sistemele plastificate.

Practic, valorile viscozității soluțiilor polimere concentrate nu se calculează pe baza unor ecuații, ci se obțin direct din grafice și tabele de date verificate.

Rolul soluțiilor polimere concentrate în activitatea practică economică este deosebit de important; este suficient de menționat că din clasa acestora fac parte nenumăratele lacuri și vopsele, cu utilizări de neîndoielnic în tehnica modernă. Concentrația mare creează o serie de avantaje în utilizarea practică a acestor soluții: consumul de solvent în realizarea lor este relativ redus, iar îndepărtarea acestuia nu presupune eforturi mari. Viscozitatea mare a soluțiilor de polimeri, de tip lac sau vopsea, împiedică sedimentarea pigmentilor. De asemenea, la concentrații mari, apare mai net fenomenul de forfecare, propriu soluțiilor cu solvenți buni, contribuind la îmbunătățirea procedeele tehnologice de depunere și de aderență a vopselelor pe diverse suprafețe.

## 8.2. Procedee și metode viscozimetrice

### 8.2.1. Mărimi caracteristice în determinarea viscozității unor sisteme

În studiul viscozimetric al soluțiilor de polimeri sînt definite și se utilizează mărimi care își capătă o incontestabilă confirmare în inevitabila confruntare dintre teorie și practică. Una din mărimile de primă importanță în investigarea

soluțiilor de polimeri este așa-numita *viscozitate relativă* ( $\eta_r$ ), care exprimă măsura variației viscozității soluției în raport cu aceea a solventului. Așadar, viscozitatea relativă se definește ca fiind raportul dintre viscozitatea soluției  $\eta_s$  și viscozitatea solventului pur  $\eta_0$ :

$$\eta_r = \frac{\eta_s}{\eta_0} \quad (352)$$

Data fiind dependența evidentă a viscozității de temperatură, atât  $\eta_s$  cât și  $\eta_0$  sînt considerate la aceeași temperatură.

La dizolvarea unor substanțe solide cristaline, sau amorfe (sticle), cu viscozitate mare, viscozitatea soluției crește; în acest caz,  $\eta_r > 1$ . Această constatare este valabilă mai ales pentru sistemele care nu au caracter de electrolit. Se știe, de exemplu, că electroliții tari, la temperaturi joase, micșorează viscozitatea apei. Această scădere a viscozității se explică prin faptul că în câmpul de forțe al ionilor, structura cu punți de hidrogen a apei este perturbată din cauza hidratării; rezultă astfel o creștere a mobilității moleculelor, și deci, o scădere a viscozității.

În scopul stabilirii relațiilor dintre mărimea, sau forma, macromoleculelor în soluție și viscozitatea soluției respective, H. S t a u d i n g e r și W. H e n e r au folosit viscozitatea specifică ( $\eta_{sp}$ ), menită să illustreze creșterea relativă a viscozității soluției, afectată de coexistența solventului cu polimerul dizolvat. *Viscozitatea specifică* se definește ca fiind raportul dintre creșterea viscozității, datorită prezenței polimerului în soluție ( $\eta_s - \eta_0$ ) și viscozitatea solventului pur  $\eta_0$ :

$$\eta_{sp} = \frac{\eta_s - \eta_0}{\eta_0} = \eta_r - 1. \quad (353)$$

Soluțiile de polimeri sînt caracterizate, în general, de o viscozitate specifică a cărei variație cu concentrația este neliniară. *Viscozitatea redusă*, definită ca raportul dintre viscozitatea specifică și concentrație,

$$\eta_{red} = \frac{\eta_{sp}}{c}, \quad (354)$$

crește însă aproape liniar în aceleași condiții.

O altă mărime de aceeași natură, folosită adesea, este *viscozitatea intrinsecă*  $[\eta]$ , denumită uneori și viscozitate internă. Pornind de la relația stabilită, încă din anul 1932, de E. K r a e m e r și F. v a n N a t t a [30], viscozitatea intrinsecă, sau caracteristică, se poate exprima în diferite moduri:

$$[\eta] = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{\ln \eta_r}{c} = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{1}{c} \ln \frac{\eta_s}{\eta_0} \quad (355)$$

sau

$$[\eta] = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{\eta_{sp}}{c} = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{1}{c} \left( \frac{\eta_s}{\eta_0} - 1 \right). \quad (356)$$

În expresiile (355) și (356),  $c$  este concentrația exprimată în grame la 100 ml soluție.



Deoarece viscozitatea relativă și viscozitatea specifică sînt mărimi adimensionale, viscozitatea intrinsecă  $[\eta]$  are dimensiunile inversului concentrației, adică ml/g sau dl/g.

Denumirea de viscozitate intrinsecă a fost folosită prima dată de E. K r a - e m e r. La conferința internațională de polimeri (I.U.P.A.C.) din 1952, a fost adoptată denumirea de *număr limită de viscozitate* pentru  $[\eta]$ , care de altfel nu are dimensiunile unei viscozități; la aceeași conferință s-a mai stabilit pentru  $\eta_r = \frac{\eta_s}{\eta_0}$  denumirea de *raport de viscozitate*, iar pentru  $\eta_{sp}/c$ , aceea de *număr de viscozitate*.

Practic, viscozitatea intrinsecă poate fi determinată prin extrapolarea uneia din curbele:

$$\frac{\eta_{sp}}{c} = f(c)$$

sau

$$\frac{1}{c} \ln \frac{\eta_s}{\eta_0} = \frac{1}{c} \ln \eta_r = f(c), \text{ pentru } c = 0.$$

În domeniul soluțiilor diluate de polimeri, graficele se identifică cu niște drepte. Acestea au pante diferite, dar prin extrapolare la concentrația  $c = 0$ , se întîlnesc în același punct de pe ordonată (fig. 83). Ordonata la origine a punctului comun, obținut prin extrapolare, reprezintă viscozitatea intrinsecă.

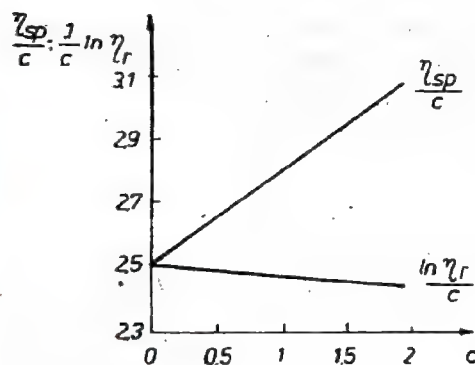


Fig. 83. Determinarea mărimii  $[\eta]$  în cazul unor soluții de polistiren în toluen [31].

Intersecția celor două drepte pe axa ordonatelor este determinată prin dezvoltarea în serie a funcției logaritmice:

$$\ln \frac{\eta_s}{\eta_0} = \ln (1 + \eta_{sp}) = \eta_{sp} - \frac{\eta_{sp}^2}{2} + \dots$$

unde termenul la pătrat și termenii de ordin superior lui  $\eta_{sp}$  devin neglijabili în raport cu primul termen, atunci cînd concentrația soluției tinde către zero.

Definițiile și nomenclatura acceptate pentru viscozitatea soluțiilor polimere sînt redată sistematic în tabelul 8 [32, 33].

Tabelul 8

Denumirea obișnuită	Denumirea propusă de I.U.P.A.C.	Simbolul și ecuația de definiție
Viscozitatea relativă	Raport de viscozitate	$\eta_r = \frac{\eta_s}{\eta_0} \approx \frac{t_s}{t_0}$
Viscozitate specifică		$\eta_{sp} = \frac{\eta_s - \eta_0}{\eta_0} = \eta_r - 1 \approx \frac{t_s - t_0}{t_0}$
Viscozitate redusă	Număr de viscozitate	$\eta_{red} = \frac{\eta_{sp}}{c}$
Viscozitate inerentă	Număr logaritm de viscozitate	$\eta_{inh} = \frac{1}{c} \ln \eta_r$
Viscozitate intrinsecă	Număr limită de viscozitate	$[\eta] = \left( \frac{\eta_{sp}}{c} \right)_{c \rightarrow 0} = [(\ln \eta_r)/c]_{c \rightarrow 0}$

### 8.2.2. Tehnici experimentale. Viscozimetre

În viscozimetria soluțiilor polimere sînt folosite aparate care reprezintă variantele standardizate a două tipuri principale: viscozimetrul cu capilar și viscozimetrul Couette.

#### 8.2.2.1. Viscozimetrul cu capilar

Viscozimetrele de acest tip sînt de construcție simplă, de gabarit redus și ușor de manipulat. Măsurarea viscozității unei soluții diluate cu ajutorul unui viscozimetru cu capilar constituie adesea un procedeu de rutină, care permite obținerea unor date experimentale interesante într-un timp relativ scurt.

Procedeul privește în esență curgerea unui lichid printr-un capilar, care este descrisă de ecuația lui Poiseuille și al cărei enunț și aplicare implică următoarele condiții:

- capilarul trebuie să fie suficient de lung, astfel încît efectele terminale să poată fi neglijate;
- viteza de curgere să nu fie afectată de componentele tangențiale sau radiale;
- curgerea trebuie să fie staționară;
- condițiile izoterme să predomină;
- viteza lângă pereții capilarului să poată fi considerată nulă;
- să nu se exercite influențe externe;
- fluidul să fie incompresibil;
- curgerea să aibă caracter newtonian.

Forța pe unitatea de suprafață, care acționează asupra unui fluid aflat într-un capilar cilindric, este egală cu produsul dintre diferența de presiune de la capetele capilarului ( $\Delta P$ ) și aria secțiunii transversale a capilarului de



rază  $R$ , împărțit la suprafața asupra căreia se exercită forța (în cazul de față, aria pereților tubului de lungime  $L$ ) (fig. 84). Astfel, dacă  $dv/dr$  este gradientul vitezei într-un punct aflat la distanța  $r$ :

$$-\eta \cdot (dv/dr) = \pi r^2 \cdot \Delta P / 2\pi rL = \Delta P \cdot r / 2L = f/A. \quad (357)$$

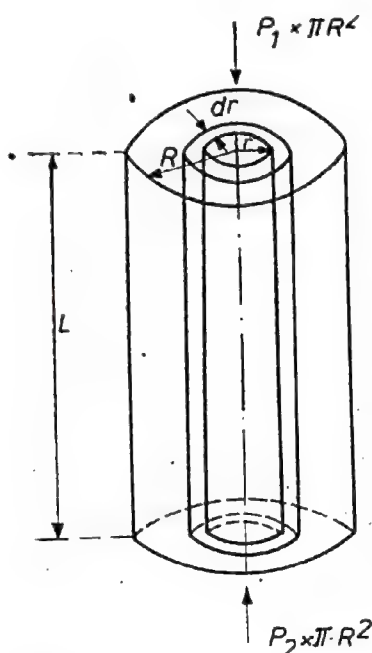


Fig. 84. Elemente definitorii ale curgerii printr-un tub capilar.

Această relație, stabilită de Poiseuille pentru curgerea capilară, arată că viteza de alunecare depinde direct proporțional de  $r$  și de  $\Delta P$ , fiind invers proporțională cu  $L$  și cu  $\eta$ . Semnul minus indică o tensiune de forfecare opusă curgerii. Integrarea ecuației (357), cu condițiile la limită care impun ca viteza să fie zero la perete ( $r = R$ ), conduce la următoarea expresie pentru viteza în centru:

$$v(\max) = \Delta P \cdot R^2 / 4\eta L. \quad (358)$$

Volumul total  $V$  al lichidului, trecut într-un timp  $t$  prin capilar, este dat de relația:

$$V = \int_{r=0}^{r=R} v \cdot t \cdot 2\pi r \cdot dr = \pi \cdot \Delta P \cdot R^4 \cdot t / 8\eta L. \quad (359)$$

În aceste condiții,  $\eta$  poate fi scrisă și sub forma:

$$\eta = \pi \cdot \Delta P \cdot R^4 \cdot t / 8 V \cdot L = K \cdot t. \quad (360)$$

Constanta  $K$  depinde de geometria capilarului și de diferența de presiune,  $\Delta P$ . Dacă se prevede capilarul cu un rezervor care conține un lichid de densitate  $\rho$ , lăsat să curgă sub acțiunea propriei sale greutate (fig. 85), diferența de presiune este:

$$\Delta P = \langle H \rangle \cdot \rho \cdot g \quad (361)$$

unde  $\langle H \rangle$  este denivelarea hidrostatică medie, iar  $g$  accelerația gravitației. Astfel, ecuația (360) capătă forma simplă:

$$\eta = K' \cdot \rho \cdot t \quad (362)$$

unde constanta  $K'$  depinde exclusiv de geometria viscozimetruului cu capilar.

Ținând seama de ecuația (362), viscozitatea relativă, definită în paragraful 8.2.1, se dă după cum urmează:

$$\eta_r = \frac{\eta_s}{\eta_0} = \frac{\rho_s}{\rho_0} \cdot \frac{t_s}{t_0}. \quad (363)$$

Deoarece densitatea soluției diluate de polimer nu diferă prea mult de aceea a solventului utilizat, în general, nu este necesar să se determine densitatea ei; cele două densități pot fi considerate practic egale. Ca urmare, relația (363) se reduce la:

$$\eta_r \cong \frac{t_s}{t_0}. \quad (364)$$

Cu această aproximație, viscozitatea relativă poate fi obținută măsurându-se timpul de curgere al soluției ( $t_s$ ) și al solventului ( $t_0$ ).

Viscozimetrul cel mai frecvent utilizat în fizico-chimia soluțiilor macromoleculare este cel de tip *Ubbelohde*, redat în figura 86. Acest tip constituie așa-numitul *viscozimetru cu nivel suspendat*. Cu ajutorul unui asemenea dispozitiv se determină viscozitatea cinematică\* a lichidelor, măsurându-se timpul de

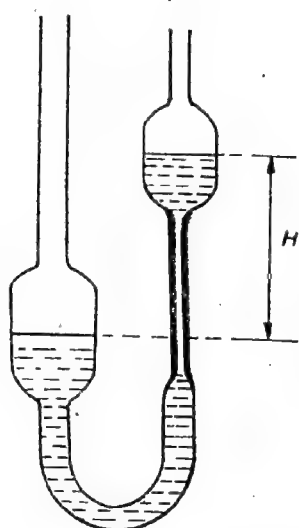


Fig. 85. Curgerea unui lichid printr-un capilar, sub acțiunea propriei greutate.

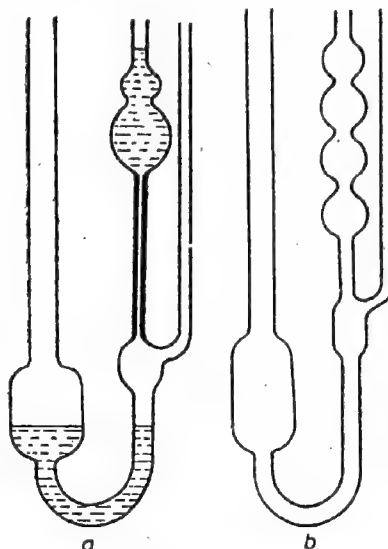


Fig. 86. Viscozimetre Ubbelohde cu nivel suspendat:  
a — cu diluție în vas; b — cu viteză de curgere variabilă.

curgere. Prin construcția sa, acest viscozimetru permite formarea unei coloane de lichid asupra căreia se exercită presiuni egale, dar în sensuri opuse, corespunzătoare celor două extremități ale coloanei respective. Se numește *nivel suspendat* — nivelul inferior al lichidului, format prin ruperea coloanei datorită presiunii atmosferice transmise prin tubul de legătură cu atmosfera al ramurii cu capilar. Rezervorul de soluție inclus în prima ramură servește la efectuarea diluțiilor direct în viscozimetru.

Viscozimetrul Ubbelohde cu mai multe bule (fig. 86 b) constituie un dispozitiv în care denivelările hidrostatice diferite fac ca viteza de curgere să fie variabilă.

De regulă, construcția viscozimetrelor se subordonează unor considerente practice care implică primordial domeniul gradientilor de viteză al lichidelor studiate. În cazul gradientilor mici de viteză, se recomandă ca lungimea capilarului să fie cât mai mare, pentru a se evita erorile legate de efectele variației presiunii. Un astfel de viscozimetru, folosit, de exemplu, în cazul soluțiilor apoase de polielectroliți, este cel realizat de *E i g n e r* [34]. Schema de principiu a acestui viscozimetru este prezentată în figura 87. Acest viscozimetru se folosește pentru gradienti de viteză mai mici de  $10 \text{ s}^{-1}$ .

\* Se numește *viscozitate cinematică* raportul dintre viscozitatea dinamică ( $\eta$ ) și densitatea lichidului ( $\rho$ ):  $\nu = \eta/\rho$ . Unitatea de măsură pentru viscozitatea cinematică este *stokes* (St): ea este egală cu viscozitatea cinematică a unui lichid cu densitatea  $1 \text{ g/cm}^3$  și cu viscozitatea absolută 1P.



Principiul de funcționare al *viscozimetru*lui Eigner este asemănător tipurilor obișnuite cu patru bule, cu nivel suspendat. Lungimea considerabilă a capilarului spiral (200 cm;  $\varnothing = 1$  mm) asigură efectuarea unor măsurători fără dificultate, la valori ale gradientului de viteză de ordinul  $5-8 \text{ s}^{-1}$ .

Pentru lichidele viscoase se folosește *viscozimetru*l Kannon-Fenske, reprezentat schematic în figura 88. El se deosebește de celelalte viscozimeetre prin aceea că volumul de lichid scurs din rezervorul 1 prin capilar se măsoară, după străbaterea capilarului, în bulele 2, 3 și 4 (fig. 88).

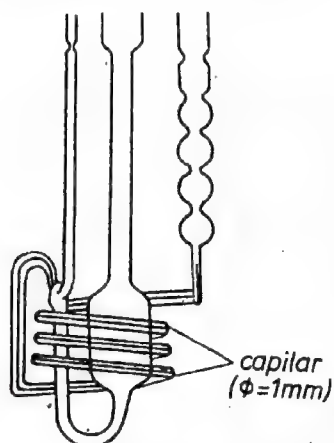


Fig. 87. Viscozimetru de tip Eigner [34].

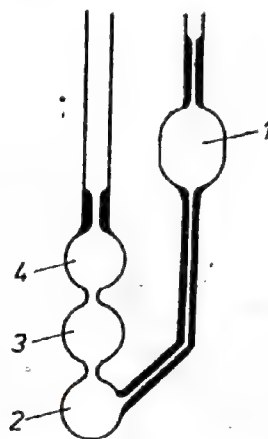


Fig. 88. Viscozimetru Kannon-Fenske.

Viscozimeetrele cu capilar se obturează ușor cu particule mici și de aceea, pentru a se măări totodată și acuratețea determinărilor, este necesar să se filtreze soluțiile cu deosebită atenție înainte de a fi introduse în viscozimetru, respectându-se de asemenea curățirea prin spălare și clătirea adecvată a acestuia.

Pentru precizia măsurărilor, este necesar ca viscozimetru să fie plasat rigid, în poziție verticală, într-o baie termostat cu temperatură reglabilă cu precizie de  $\pm 0,01^\circ\text{C}$ .

În ceea ce privește cronometrarea și înregistrarea timpului, este necesară o precizie de cel puțin  $\pm 0,1$  s. Reproducibilitatea valorilor timpului de curgere cu erori de  $\pm 0,1$  s poate fi asigurată simplu de un observator versat, cu condiția ca temperatura să fie menținută constantă în limitele indicate mai sus. În ultimii ani, au fost realizate *viscozimeetre automate*, capabile să înregistreze timpul cu precizie de  $\pm 0,01$  s, sau chiar mai mare. Dispozitivele, avînd la bază circuite electronice pentru înregistrarea timpului, sînt prevăzute, de obicei, cu o pereche de celule fotoelectrice, atașate convenabil înregistrării momentelor de trecere a meniscului [35]. Acest avantaj prezentat de aparatele automate reduce considerabil erorile experimentului în ansamblul determinărilor efectuate.

Tabelul 9

Diametrul interior al capilarului (mm)	0,61—0,65	1,08—1,14	1,94—2,02	3,50—3,60
Domeniul de valori ale viscozității (c St)	1—12	4—120	40—1 200	peste 400

Diametrele capilarelor utilizate în viscozimeetre depind de domeniul de re a viscozității, așa cum se indică în tabelul 9 [36].

### 8.2.2.2. Viscozimetrul Couette

Viscozimetrul Couette constă din doi cilindri concenatrici, între care se introduce soluția de cercetat. Unul dintre cilindri se rotește coaxial cu al doilea, care este imobil. Aparatul poate fi adaptat astfel încât să acopere un larg domeniu de viteze de forfecare, fiind folosit mai ales pentru măsurarea viscozității la viteze de deformare foarte mici. Alegerea domeniului de lucru al instrumentului depinde atât de precizia presupusă de determinări, cât și de viteza necesară la înregistrarea datelor; natura polimerilor din sistemele examinate devine astfel prioritară.

Considerând sistemul din doi cilindri coaxiali, dintre care unul interior fix, de rază  $R_1$  și altul exterior mobil, de rază  $R_2$ , se admite că în spațiul dintre cei doi cilindri se află un lichid de viscozitate  $\eta$ , ce poate fi antrenat de mișcarea cilindrului exterior căruia i se aplică un moment de rotație  $\mathcal{M}$  (fig. 89).

Dacă se urmărește evoluția unui strat cilindric situat la distanța  $r$  de axul sistemului și dacă grosimea acestui strat este  $dr$ , iar lungimea lui egală cu unitatea, în cazul curgerii staționare, apare un moment  $\mathcal{M}$  ca urmare a acțiunii forței tangente la strat și perpendiculară pe axa cilindrului. Forța de antrenare care acționează tangent la suprafața cilindrică de parametri  $r$  și  $L$  este  $\mathcal{M}/L \cdot r$ ; forța pe unitatea de arie devine  $\mathcal{M}/L \cdot 2\pi r^2$  și în cazul acesta, la distanța  $r$  față de centru, lichidul este supus unei tensiuni de forfecare dată de relația:

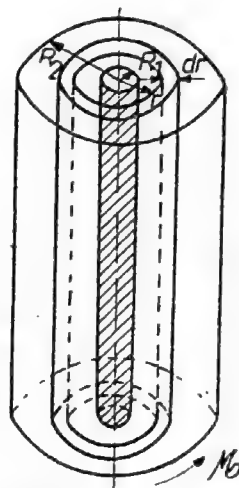


Fig. 89. Curgerea în viscozimetrul Couette.

$$\tau = \frac{\mathcal{M}}{L \cdot 2\pi r^2}.$$

O asemenea forță tinde să rotească fiecare strat cilindric în raport cu similarul în contact. În condițiile arătate, gradientul vitezei unghiulare se exprimă prin ecuația:

$$\frac{d\omega}{dr} = \frac{1}{r \cdot \eta} \cdot \tau = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\mathcal{M}}{L \cdot 2\pi r^2}. \quad (365)$$

Viteza unghiulară a unui strat  $r$  se calculează știind că:

$$\omega(r) = \int_{R_1}^r \frac{d\omega}{dr} \cdot dr = \int_{R_1}^r \frac{\mathcal{M}}{\eta \cdot L \cdot 2\pi r^2} dr = \frac{\mathcal{M}}{2\pi \eta L} \left( \frac{1}{2R_1^2} - \frac{1}{2r^2} \right). \quad (366)$$

În cazul limită al stratului exterior se scrie:

$$\omega(R_2) = \frac{\mathcal{M}}{4\pi \eta L} \cdot \left( \frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2} \right). \quad (367)$$



Se constată că există o relație liniară între momentul de rotație  $\mathcal{M}$  și viteza unghiulară  $\omega$  a cilindrului exterior:

$$\omega = \frac{1}{\eta} \cdot K \cdot \mathcal{M}, \quad (368)$$

unde  $K$  este o constantă de calibrare a instrumentului, care depinde de geometria acestuia, potrivit formulei:

$$K = \frac{1}{4 \pi L} \left( \frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2} \right).$$

Viscozimetrul de tip *Rheotest-2* constituie o variantă deosebit de practică a viscozimetrului cu cilindri coaxiali; el este destinat determinărilor de viscozitate dinamică a lichidelor newtoniene și nnewtoniene, dovedindu-se operativ și precis în intervale relativ mari de temperatură [9]. Folosirea unei asemenea instalații permite să se determine tensiunea de forfecare  $\tau = \alpha \cdot z$ , viteza de forfecare  $\dot{\gamma}$  și viscozitatea dinamică  $\eta = \tau/\dot{\gamma}$ . Constanta  $z$  depinde de geometria cilindrilor coaxiali de raze  $R_1$  și  $R_2$ , între care se află sistemul supus examinării.

Variabila  $\alpha$  este indicată în concordanță cu valoarea intensității curentului din diagonala punții unui potențiomertu, integrat traductorului mecano-electric, cuplat cu dispozitivul de măsură al instalației.

În exprimarea vitezei de deformare, ca și a tensiunii de forfecare, se ține seama de parametrii funcționali ai instalației, definitorii pentru momentul  $\mathcal{M}$  aferent rotirii cilindrului interior de lungime  $L$ , cu viteza unghiulară  $\omega$ :

$$\tau = \frac{\mathcal{M}}{2 \pi L R_1^2} \quad (369)$$

și

$$\dot{\gamma} = \omega \cdot \frac{R_2^2}{R_2^2 - R_1^2}. \quad (370)$$

Funcționarea normală a instalației trebuie să asigure proporționalitatea mărimilor  $\mathcal{M}$  și  $\alpha$ .

Tensiunile mecanice în probele investigate variază corespunzător vitezelor de antrenare a cilindrului interior, eșalonate în 24 de trepte de valori convenabile.

Termostatarea se realizează cu ajutorul unui ultratermosta și a unui acumulator H  ppler.

### 8.3. Particularități fizico-structurale relevate în viscozimetria soluțiilor diluate de polimeri

Studiul viscozimetric al sistemelor macromoleculare, de genul soluțiilor de polimeri diluate, furnizează numeroase date și informații utile corelării particularităților structurale, morfologice sau conformaționale. Lucrările lui W. Ostwald, E. Hatscheck, W. Kuhn și îndeosebi, cele ale lui

H. S t a u d i n g e r au făcut ca fenomenele legate de viscozitatea soluțiilor să capete un rol foarte important în studiul coloizilor, al polimerilor naturali și sintetici.

În soluțiile de polimeri își găsesc concludente reflectări particularitățile fizi-co-structurale ale macromoleculelor, relevate prin mijloace viscozimetrice. Astfel, în cazul polimerilor cu macromolecule filiforme, viscozitatea soluțiilor este relativ ridicată, depinzând liniar de masa moleculară a polimerului din soluție. În cazul polimerilor slab ramificați, macromoleculele au conformații de ghem și viscozitatea soluțiilor respective este mult mai mică, fără a se înregistra totuși o variație liniară cu masa moleculară. În general, metoda viscozimetrică se dovedește eficientă și relativ riguroasă pentru soluțiile de polimeri cu macromolecule prezentând o pronunțată asimetrie dimensională.

Concentrația, natura solventului, temperatura, viteza de curgere sînt factori care se manifestă pregnant în studiul viscozimetric al soluțiilor polimere. În metoda viscozimetrică intervine cu o pondere însemnată concentrația soluției de polimer, datorită interacțiunii manifestate la nivelul macromoleculelor. Se lucrează, de obicei, cu soluții foarte diluate, extrapolîndu-se rezultatele pentru concentrația nulă. În soluție, molecula polimeră cu catenă lungă ia o formă contorsionată, intermediară conformației de ghem statistic și celei de lanț semirigid.

Mișcarea microbrowniană resimțită la nivelul verigilor elementare devine determinantă pentru o conformație macromoleculară sau alta din numeroasele pe care le poate avea un lanț de molecule afectat și de coexistența cu micro-moleculele solventului.

### 8.3.1. Corelația masei moleculare a polimerului cu viscozitatea soluției

În domeniul newtonian al soluțiilor macromoleculare se dovedește experimental valabilitatea următoarei relații propusă de către H. S t a u d i n g e r pentru viscozitatea specifică:

$$\eta_{sp} = K_m \cdot c \cdot M \quad (371)$$

unde  $K_m$  este o constantă care depinde de natura solventului,  $c$  — concentrația soluției, exprimată în g/l, iar  $M$  — masa moleculară a polimerului. Relația (371) este confirmată în cazul moleculelor lungi, filiforme, cînd proporționalitatea dintre  $\eta_{sp}$  și  $M$  este cu atît mai bună, cu cît gradul de asimetrie al macromoleculelor este mai pronunțat.

Pentru majoritatea polimerilor însă, într-un domeniu larg al maselor moleculare, dependența dintre viscozitatea soluțiilor și masa moleculară nu este o funcție liniară; de aceea, lor nu li se mai aplică relația lui H. S t a u d i n g e r. Numeroase cercetări arată că această dependență poate fi exprimată prin ecuația Marck-Kuhn-Houwink [37], mai generală:

$$[\eta] = K \cdot M^a, \quad (372)$$

în care  $K$  este o constantă dependentă de structura moleculară a substanței dizolvate și a solventului, pe cînd valorile constantei  $a$  sînt determinate de conformația macromoleculelor din soluție. În general,  $0 \leq a \leq 2$ , remarcîndu-se astfel cazurile limită, corespunzătoare conformației rigide de baghetă, respectiv celei de ghem statistic relativ compact împachetat, practic impene-trabil pentru micromoleculele solventului. În cazul macrolanțurilor cu confor-



mație de ghem dezordonat, îmbibate cu solvent,  $a=1$ . Descreșterea masei moleculare a polimerului face ca  $a \rightarrow 1$ .

Verificarea experimentală directă a relației dintre viscozitatea intrinsecă și masa moleculară este posibilă numai pentru polimeri relativ omogeni în privința structurii chimice a moleculelor și îndeosebi, a masei moleculare. Cu alte cuvinte, studiul viscozimetric în acești termeni devine eficient când are ca obiect o fracție relativ îngustă de polimer. Practic, este însă imposibil să se obțină o fracție omogenă sau un homopolimer; se știe că sistemele macromoleculare obținute prin polimerizare sînt, de regulă, serii polimer-omoloage. Această este, de obicei, cauza care face să se impună distincția uzuală, la nivelul masei moleculare, a uneia sau alteia dintre moleculele polimere constitutive și masa moleculară adecvată sistemului polimer macroscopic, prin mediere. Valoarea medie a masei moleculare afectate unui polimer, ca sistem din mai multe fracții aparținînd aceleiași serii — omoloage, depinde atît de procedeul de calcul, cît și de metoda de laborator folosită în acest scop [38].

O modalitate de exprimare a masei moleculare medii este aceea propusă de către P. J. Flory [39]. Astfel, se consideră masa polimerului egală cu 1,  $m_i$  — fracția masică a moleculelor de masă moleculară  $M_i$ , iar  $n_i$  — numărul de molecule corespunzătoare acestor fracții masice; în acest caz,  $\sum_i m_i n_i = 1$ , iar masa moleculară medie gravimetrică poate fi exprimată sub forma:

$$\langle M_w \rangle = \sum_i M_i m_i.$$

Pornind de la formula lui Staudinger și considerînd astfel  $[\eta]_i = K \cdot M_i$ , se poate scrie:

$$[\eta] = K \sum_i M_i m_i = K \langle M_w \rangle.$$

Cum, de fapt, se impune formula semiempirică:

$$[\eta]_i = K \cdot M_i^a$$

se ajunge, de aici, la relația:

$$[\eta] = K \cdot \sum_i M_i^a \cdot m_i = K [\langle M_w \rangle]^a, \quad (373)$$

care favorizează formula de calcul:

$$\langle M_w \rangle = [\sum_i M_i^a \cdot m_i]^{1/a}. \quad (374)$$

Așa se ajunge la expresia mărimii  $\langle M_w \rangle$  ca masă moleculară medie viscozometrică. Această mărime se poate determina experimental, dacă se cunosc valorile corespunzătoare ale constantelor  $K$  și  $a$ , cu semnificațiile lor din ecuația Marck-Kuhn-Houwink (372).

Cu cît compusul macromolecular este mai eterogen, adică cu polimolecularitate mai mare, sau mai polidispers [40], cu atît devine mai mare diferența dintre masele moleculare medii, determinate prin diferite metode și exprimate în baza anumitor formule de calcul. Totuși, pentru o fracție suficient de omogenă, care deci nu conține macromolecule cu mase moleculare foarte mici, sau foarte mari, în raport cu masa moleculară medie care o caracterizează, diferi-

tele metode de investigare trebuie să conducă aproximativ la aceeași valoare pentru  $\langle M \rangle$ ; mărimile  $K$  și  $a$  din ecuația Marck-Kuhn-Houwink (372) rămân constante pentru fracțiile din diferitele probe ale aceluiași polimer, care au o structură chimică absolut identică.

În tabelul 10 [8, 41, 42], sînt date valorile constantelor  $K$  și  $a$  din ecuația Marck-Kuhn-Houwink, pentru diferite sisteme. Se poate observa, analizînd valorile respective, că în unele cazuri, rezultatele obținute ilustrează concludent sensul celor arătate mai înainte.

J u k o v și colaboratorii săi, studiind viscozitatea și presiunea osmotică a soluțiilor unor fracții de polibutadienă în benzen, au găsit valorile:  $K = 2,7 \cdot 10^{-4}$ ,  $a = 0,752$ ; aceleași valori au fost stabilite pentru trei probe ale fracțiilor polimerizate la  $20^\circ$ ,  $40^\circ$  și  $60^\circ\text{C}$ , avînd, respectiv, masele moleculare  $729 \cdot 10^3$ — $162 \cdot 10^3$ ,  $525 \cdot 10^3$ — $75 \cdot 10^3$  și  $299 \cdot 10^3$ — $41 \cdot 10^4$ .

Tabelul 10

Polimerul	Masa moleculară	Solventul	Temperatura ( $^\circ\text{C}$ )	$K$ ( $\text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$ ) $\times$ $\times 10^3$	$a$
Polistiren	$7,7 \times 10^5$	Decalină	30	61	0,53
Polistiren	$5,4 \times 10^5$	Cloroform	25	7,16	0,76
Polistiren	$6,06 \times 10^5$	Benzen	25	9,52	0,744
Polistiren	$5,4 \times 10^5$	Ciclohexan	35	70	0,50
Polistiren	$3,0 \times 10^5$	Toluen	20	4,16	0,788
Poliacetat de vinil	$5,0 \times 10^5$	Butanonă	25	13,4	0,71
Polimetil- metacrilat	$4 \times 10^4$ — $8 \times 10^6$	Acetonă	20	5,5	0,73
	"	Benzen	20	5,5	0,76
	"	Cloroform	20	5,5	0,79
Polimetil- metacrilat	$4 \times 10^5$ — $3,4 \times 10^6$	Acetonă	25	9,6	0,69
	"	Metil-etil-cetonă	25	7,1	0,72
	"	Toluen	25	7,1	0,73
	"	Cloroform	25	3,4	0,83
	"	Diclorețan	25	17	0,68
Poliizobutilenă	$5 \times 10^3$ — $3,2 \times 10^6$	Ciclohexan	30	28,8	0,69
	$1,4 \times 10^5$ — $3,4 \times 10^5$	"	25	40	0,72
	$5 \times 10^3$ — $3,2 \times 10^6$	Diizobutilenă	20	36,3	0,64
	$1,4 \times 10^5$ — $3,4 \times 10^5$	Toluen	25	87	0,56
Polibutadienă	$2,3 \times 10^5$ — $1,3 \times 10^6$	Ciclohexan	20	3 600	0,70
Cauciuc natural (poliizopren)	$4 \times 10^4$ — $1,5 \times 10^6$	Ciclohexan	20	3 000	0,70
	"	Toluen	25	5 000	0,67

Valorile cele mai constante pentru  $K$  și  $a$  se obțin în cazul polimerilor carbocatenari, caracterizați de absența legăturilor duble din moleculă; valorile diferă între ele mai mult în cazul polimerilor înalți, cu molecule de bază care conțin grupe atomice polare, de tipul grupelor carbonilice.

De regulă, valorile  $K$  și  $a$  oscilează în intervale valorice relativ înguste ale masei moleculare. Pentru lanțurile încîlcite, care nu conțin grupe polare, constanta  $a$  are, în cele mai multe cazuri, valori cuprinse între 0,6 și 0,8; pentru lanțurile mai puțin răsucite și încolăcite, de exemplu, pentru eterii de celuloză, aceste valori sînt apropiate de 1.



### 8.3.2. Dependența viscozității de concentrație. Caracterizarea interacțiunilor specifice soluțiilor macromoleculare

Pentru a reprezenta influența concentrației asupra viscozității unei soluții polimere diluate, specialiștii recurg la diverse ecuații empirice. O relație întrebuintată frecvent în exprimarea viscozității soluțiilor de polimeri cu structură de lanțuri flexibile, la concentrații finite, este aceea propusă de către H u g g i n s [43]:

$$\frac{\eta_{sp}}{c} = [\eta] + k' \cdot [\eta]^2 \cdot c \quad (375)$$

unde  $[\eta]$  este viscozitatea intrinsecă,  $c$  — concentrația soluției, iar  $k'$  — o constantă care poartă numele lui Huggins.

Constanta  $k'$ , alături de viscozitatea intrinsecă  $[\eta]$ , caracterizează proprietățile reologice ale sistemului. Huggins consideră că valoarea acestei constante este determinată, spre deosebire de  $[\eta]$ , numai de dimensiunile, forma și interacțiunile de coeziune ale segmentelor de lanț și ale micromoleculelor solventului, nedepinzând de numărul acestor segmente. Aceasta înseamnă că pentru diferite fracții sau probe ale aceluiași polimer, într-un solvent dat,  $k'$  ar trebui să aibă o valoare nemodificată. De exemplu, în cazul soluțiilor în acetonă ale unei serii de fracții de acetilceluloză, s-a obținut pentru  $k'$  o valoare constantă, egală cu 0,7. În literatura de specialitate apar și unele date sau rezultate care prezintă abateri de la valoarea indicată mai sus. Astfel, pentru soluțiile în toluen ale unor fracții de polistiren,  $k'$  ia valori dispersate între 0,21 și 0,41 [44].

Caracterul de constantă al mărimii  $k'$  este încă discutabil; cei mai mulți dintre specialiști consideră insuficientă definiția ei ca o „constantă de interacțiune”. Pe baza datelor din literatură și a cercetărilor proprii, E i r i c h și R i s e m a n [45] au ajuns la concluzia că această constantă apare ca o măsură a deformabilității interne a elementelor structurale, precum și a rezistenței pe care acestea o opun micromoleculelor de solvent.

A. P e t e r l i n [46] arată, de exemplu, că valorile lui  $k'$  sînt cu atît mai ridicate, cu cît macromolecula este mai rigidă și mai impenetrabilă în raport cu micromoleculele solventului, precum și cu cît este mai apropiată ca formă de o globulă. Se constată, în acest sens, că pentru rășinile formaldehidice cu structură din elemente rigide, compact asociate, valoarea mărimii  $k'$  este 1,5, iar în cazul conformațiilor sferice rigide, ea ajunge chiar pînă la 1,7—2,2.

Valorile indicate pentru constanta lui Huggins  $k'$ , precum și constatările făcute cu privire la natura acestei constante corespund domeniului concentrațiilor mici ale polimerului în interiorul căruia dependența mărimii  $\eta_{sp}/c$  de concentrație este liniară, aplicîndu-se formula lui Huggins (375). Întrucît în acest domeniu,  $k'$  rămîne relativ constant, rezultă că aici nu se produc schimbări calitative în structura solventului.

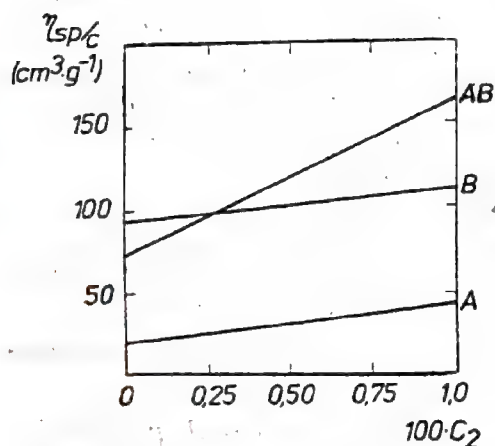


Fig. 90. Efectul interacțiunilor moleculare asupra viscozității soluțiilor polimere:

A — soluție în butanonă a copolimerului metacrilat de metil-acid metacrilic; B — soluție în butanonă a copolimerului metacrilat de metil-dimetilaminometilmetacrilat; AB — soluție în butanonă a unui amestec de mase egale din cei doi copolimeri.

În cazul în care soluția conține doi polimeri distincți, susceptibili de atracții foarte puternice, constanta  $k'$  a unui asemenea amestec poate lua valori mult mai ridicate decât pentru fiecare din componentele acestuia [47]. Un exemplu tipic pentru o astfel de comportare este ilustrat în figura 90, unde sînt prezentate curbele variației cantității  $\eta_{sp}/c$  în funcție de concentrația, atât în cazul a doi copolimeri de metilmetacrilat cu un homopolimer acid și respectiv, unul bazic, luați separat, cât și datele pentru un amestec al celor doi copolimeri [48].

### 8.3.3. Evaluarea dimensiunilor neperturbate ale macromoleculelor în soluție

Viscozitatea intrinsecă — parametrul cel mai frecvent folosit în caracterizarea masei moleculare a polimerilor cu lanțuri flexibile — intervine cu o pondere însemnată și în estimarea dimensiunilor lanțului macromolecular cu conformație de ghem statistic.

Utilizarea obișnuită a metodei viscozimetrice se explică prin aceea că ea furnizează comod și operativ rezultate experimentale caracterizate printr-o bună precizie. Prin aplicarea acestei metode sînt înlăturate, în parte, incertitudinile de natură teoretică, iar estimări distanței extremităților lanțului macromolecular  $i$  se conferă garanții suplimentare în raport cu alte procedee, relativ riguroase teoretic, dar dificile și costisitoare, ca realizare experimentală.

Un parametru caracteristic pentru conformația macromoleculei și anume, *raza de girație*, sau *de inerție*,  $s$  poate fi determinat prin măsurători de acest gen. Se știe că *raza pătratică medie*  $\langle s^2 \rangle$  se definește prin [21]:

$$\langle s^2 \rangle = \frac{1}{x} \sum_{i=1}^x \langle s_i^2 \rangle \quad (376)$$

unde  $x$  este numărul verigilor elementare dintr-un lanț, iar  $s_i$  reprezintă distanța verigii  $i$  din lanț față de centrul masic al macromoleculei (s-a presupus că  $m_1 = m_2 = \dots = m_n$ ).

Dimensiunile lanțurilor macromoleculare, exprimate prin parametrul  $\langle s^2 \rangle$ , se pot determina prin metode clasice de măsură, cum sînt difuzia luminii [49, 50, 51], sau viscozimetria soluțiilor foarte diluate; în ultimii ani au început să fie exploatate tot mai avantajos, în acest sens, efectele difuziei coerente de neutroni sub unghiuri mici [52], eficiente sub raportul rigurozității științifice, atât în soluții, cât și în stare solidă [53—56].

Lanțul macromolecular, identificat prin similitudine cu un sistem statistic cooperativ unidimensional [21], reprezintă un caz idealizat în care verigile sînt „articulate liber”, astfel încît să se poată considera echiprobabile unghiurile dintre verigile succesive, așa cum preconiza W. K u h n în anul 1934. Se acceptă astfel că modificările de formă ale lanțului nu comportă variații de energie.

P. J. F l o r y teoretizează corelarea acestor ipoteze de lucru, stabilind că într-un interval adecvat de mase moleculare, în cazul unui polimer din lanțuri flexibile și al unui solvent  $\Theta$ , viscozitatea intrinsecă depinde de raza pătratică medie după relația [20, 57, 58]:

$$[\eta] = \frac{\Phi \cdot \langle s^2 \rangle^{3/2}}{M} \quad (377)$$



După Flory, constituie *solvent- $\Theta$* , orice solvent în care distribuția entităților structurale este gaussiană; ținând seamă de acest criteriu, este totodată necesar să se includă în definiție și condițiile formulării relației (377). Ultima relație se aplică, cu o anumită aproximație, majorității lanțurilor macromoleculare flexibile care au caracteristică conformația de ghem statistic.

Viscozitatea intrinsecă a soluției unui polimer, realizată cu un solvent  $\Theta$ , este așadar proporțională cu volumul hidrodinamic efectiv  $\langle s^2 \rangle^{3/2}$  al macromoleculelor respective și invers proporțional cu masa moleculară a polimerului;  $\Phi$  este o constantă.

În cazul unui lanț macromolecular cu conformație de ghem, caracterizat de raza pătratică medie  $\langle s^2 \rangle$  și de distanța pătratică medie dintre capetele lanțului  $\langle h^2 \rangle$ , se stabilește în condiții bine precizate [58] relația:

$$\langle s^2 \rangle = \frac{\langle h^2 \rangle}{6} \quad (378)$$

Reliefarea unei asemenea dependențe (378) a parametrilor remarcabili  $h$  și  $s$  permite ca viscozitatea intrinsecă  $[\eta]$  să se exprime în funcție de întinderea pătratică medie  $\langle h^2 \rangle$  a lanțului macromolecular, sub forma:

$$[\eta] = \frac{\Phi' \cdot \langle h^2 \rangle^{3/2}}{M} \quad (379)$$

Se constată, în consecință, că:

$$\Phi' = 6^{3/2} \cdot \Phi \quad (380)$$

În baza datelor referitoare la mărimile  $[\eta]$  și  $\langle s^2 \rangle$ , obținute pe cale experimentală [59, 60], s-a stabilit pentru constanta  $\Phi$  următoarea valoare, corespunzătoare punctului  $\Theta$ :

$$\Phi = (2,5 \pm 0,1) \cdot 10^{21};$$

aici  $s$  se exprimă în cm, iar  $[\eta]$  în dl/g. Valoarea teoretică a constantei  $\Phi$  este [61]:

$$\Phi = 2,66 \cdot 10^{21}.$$

În practică, se adoptă valoarea intermediară  $2,6 \cdot 10^{21}$ , care corespunde datelor experimentale; în limitele erorilor de măsură; aceasta diferă de valoarea teoretică cu o cantitate care nu defavorizează aproximația făcută.

În concordanță cu ipotezele de lucru ale lui Flory, coeficientul  $\Phi$  joacă rolul unei constante, aplicabilă tuturor sistemelor polimere, fiind independentă atât de structura lanțului macromolecular, cât și de natura solventului.

### 8.3.4. Influența temperaturii și a calității solventului asupra viscozității

Viscozitatea intrinsecă a soluțiilor macromoleculare depinde de calitatea solventului, atât în cazul polimerilor cu lanțuri flexibile, cât și în al celor cu lanțuri rigide [62]. Macrolanțul cu conformație de ghem statistic și distribuție

gaussiană se îmbibă specific în diferiți solvenți, căpătînd forma unei sfere (sferă de coordinație) ale cărei dimensiuni variază de la un solvent la altul. Volumul ghemului statistic, îmbibat cu solvent, este cu mult mai mare decît volumul propriu-zis al macromoleculei, acesta fiind rezultat din aditivitatea simplă a volumelor tuturor segmentelor sale. De aceea, prin *dimensiunea unei macromolecule în soluție* se înțelege dimensiunea proprie sferei de coordinație care, la rîndul ei, depinde de afinitatea termodinamică a solventului, sau de calitatea acestuia.

Analiza calitativă a procesului de îmbibare, sau de gonflare, a fost făcută de către **Alfrey** și **Mark**, care au pus la baza raționamentelor lor următoarele observații esențiale:

— dacă solventul interacționează slab cu polimerul, fiind așadar un solvent rău, este mai mare probabilitatea contactelor de tip polimer-polimer și astfel este favorizată conformația contorsionată sau de ghem a lanțului;

— dacă solventul interacționează bine cu polimerul, fiind solvent bun, contactele polimer-solvent sînt preponderente și lanțul tinde spre o conformație relativ întinsă;

— un macrolanț încolăcit și răsucit opune o rezistență hidrodinamică mai mică decît unul rigid întins, astfel încît *viscozitatea intrinsecă a unei soluții polimere cu un solvent rău este mai mică decît cu unul bun.*

Au fost efectuate numeroase cercetări experimentale, destinate verificării acestui raționament. Așa, de exemplu, s-au comparat valorile viscozității intrinseci  $[\eta]$  cu cele ale coeficientului de virial  $A_2$ , ca parametru de interacțiune termodinamică, pentru același polimer, dar cu solvenți diferiți. S-a constatat astfel că în cazul lanțurilor polimere flexibile, cu cît afinitatea termodinamică dintre polimer și solvent este mai mare, deci cu cît solventul este mai bun, cu atît viscozitatea intrinsecă  $[\eta]$  este mai mare.

**Krigbaum** [63] a propus următoarea relație semiempirică între  $A_2$  și  $[\eta]$ :

$$[\eta] = [\eta]_0 + 0,5 \cdot A_2 \cdot M \quad (381)$$

unde  $[\eta]_0$  este viscozitatea intrinsecă măsurată într-un solvent  $\Theta$ ,  $M$  — masa moleculară a polimerului.

Din relația precedentă reiese că viscozitatea  $[\eta]$  este cu atît mai mare, cu cît valorile celui de-al doilea coeficient de virial  $A_2$  sînt mai mari.

Comportarea solventului  $\Theta$ , în acest context, este asociată cu acțiunea unui solvent rău, în care polimerul tinde să reducă numărul său de contacte cu solventul, adoptîndu-se astfel o conformație strîns încolăcită și lipsită de efecte de volum exclus.

Calitatea solventului și prin urmare, interacțiunea polimerului cu solventul influențează nu numai viscozitatea intrinsecă, ci și dependența viscozității reduse de concentrație, așa cum este exprimată aceasta în ecuația (375); se remarcă totodată că valoarea constantei lui Huggins  $k'$  nu rămîne neafectată.

Dependența constantei lui Huggins  $k'$  de natura solventului a fost pusă în evidență, printre alții, de către **Alfrey** [64], care a arătat că pentru solvenți foarte buni,  $k'$  poate lua valoarea 0,35, în timp ce pentru soluțiile cu solvenți foarte slabi, valoarea sa este mai ridicată — aproximativ 1,4.

Dacă solventului existent i se accentuează caracterul de solvent rău, de exemplu, prin adăugarea unui nesolvent, ghemul macromolecular se restrînge, devenind mai puțin permeabil, iar valorile constantei  $k'$  cresc. Astfel, **Eirich** și **Riseman**, lucrînd cu soluții de polistiren și de poliacetat de vinil în solvenți răi, au obținut pentru  $k'$  valori care ajung pînă la 0,8—1,3.



În cazul lanțurilor polimere flexibile, s-a constatat că există următoarea corelație între valorile constantei  $k'$  și ale celui de-al doilea coeficient de virial  $A_2$ : cu cât valoarea parametrului  $A_2$  este mai ridicată, deci cu cât solventul este mai bun, în sens termodinamic, cu atât valoarea constantei  $k'$  [determinată din panta dreptei  $\eta_{sp}/c = f(c)$ ] este mai mică.

În rezultatele menționate mai înainte, a fost subliniată necesitatea determinării dimensiunilor ghemului macromolecular statistic într-un solvent  $\Theta$ , deci într-un solvent pentru care  $A_2 = 0$ . Adesea, se folosesc însă ca solvenți  $\Theta$  amestecuri de lichide, în loc de un singur lichid. Este interesant, prin urmare, să se stabilească modul în care depinde de compoziție viscozitatea intrinsecă a unui astfel de amestec binar. În figura 91 este ilustrată o dependență de acest tip pentru o soluție de polistiren într-un amestec de acetonă și metilciclohexan [65]: se observă că  $[\eta]$  variază cu compoziția amestecului după o curbă care prezintă un maxim, iar constanta  $k'$  după o curbă caracterizată de o valoare minimă.

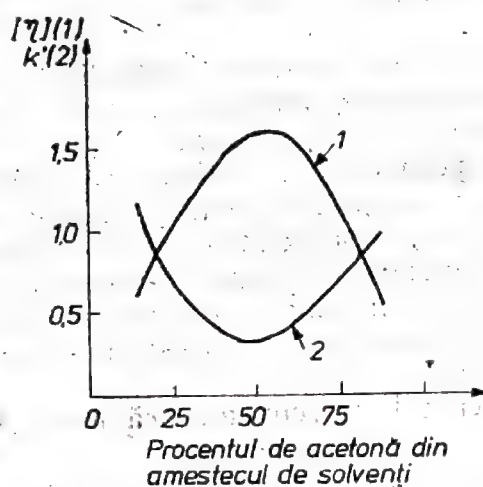


Fig. 91. Viscositatea intrinsecă  $[\eta]$  (curba 1) și constanta lui Huggins  $k'$  (curba 2) pentru o fracție de polistiren, în funcție de compoziția amestecului de solvenți (acetonă-metilciclohexan). Polimerul este complet insolubil în fiecare din cele două componente ale amestecului.

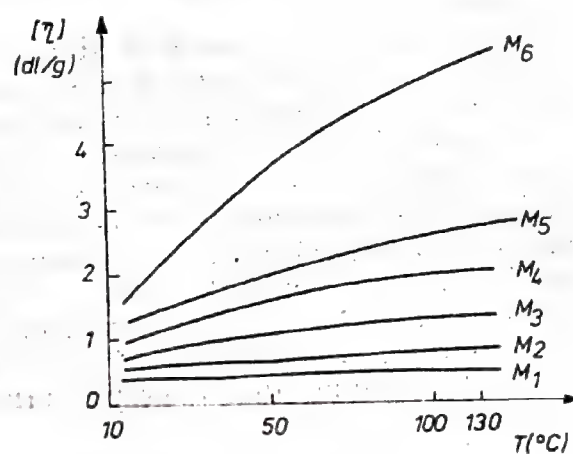


Fig. 92. Viscositatea intrinsecă  $[\eta]$  în funcție de temperatură pentru diferite fracții monodisperse de polistiren de diferite mase moleculare, în soluție de decalină [66] ( $M_1 < M_2 < M_3 < M_4 < M_5 < M_6$ ).

În concluzie, solubilitatea optimă a unui polimer într-un sistem binar corespunde valorii maxime a viscozității  $[\eta]$ ; se constată, și de această dată, că viscozitatea este cu atât mai mare, cu cât solventul este mai bun.

Soluțiile macromoleculare manifestă, de asemenea, o pronunțată dependență a viscozității de temperatură. Pentru a ilustra această dependență, se dau ca exemplu, în figura 92, rezultatele obținute în cazul unor fracții înguste de polistiren [66]. Se observă astfel modul în care această dependență este influențată de masa moleculară; probele cu masa moleculară cea mai ridicată prezintă variația cea mai pronunțată a viscozității cu temperatura, ca de altfel și curbarea cea mai evidentă.

Decalina, folosită ca solvent în acest sistem, este un solvent rău din punct de vedere termodinamic, dată fiind căldura de amestec  $\Delta Q_a$  mare. Pe măsură ce temperatura se ridică, are loc o creștere a viscozității  $[\eta]$ , ca urmare a dezrăsucirii și a întinderii macrolanțurilor; acest proces este favorizat de preponderența contactelor polimer-solvent, când căldura de amestec  $\Delta Q_a$  scade.

### 8.3.5. Conformații și tranziții de conformații ale copolimerilor în soluție

Stabilirea conformației copolimerilor-bloc, sau secvențați în soluții diluate, constituie o preocupare modernă a termodinamicii soluțiilor macromoleculare. În acest cadru, una din problemele primordiale este de a preciza dacă secvențele acestor copolimeri adoptă o conformație statistică, comparabilă cu aceea a unui homopolimer avînd drept criteriu modelul „nsegregat”, sau, dimpotrivă, acestea ocupă domenii distincte în spațiu, inspirînd modelul „mai mult sau mai puțin segregat”.

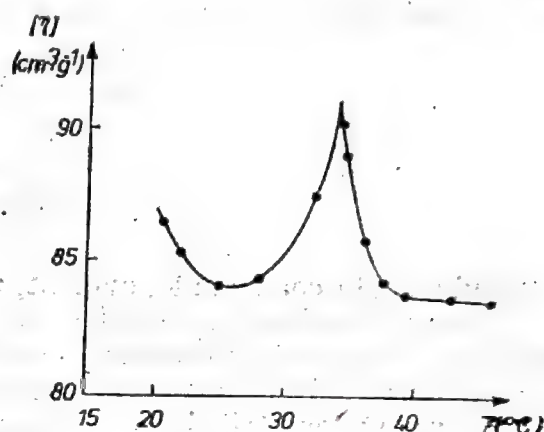


Fig. 93. Variația viscozității intrinseci în funcție de temperatură pentru o soluție a copolimerului polistiren-poliizopren în ciclohexan [56].

Această problemă era, pînă nu de mult, abordată în baza unor rezultate experimentale, obținute prin metode și procedee clasice, cum sînt viscozimetria sau difuzia luminii [67, 68], care conduc într-o manieră indirectă la informații privind conformația. Metodele mai recente însă, cum este metoda contrastului variabil în difuzia coerentă de neutroni, înlesnesc accesul direct atît la dimensiunile respective ale fiecăreia dintre secvențe, cît și la distanța medie a centrelor de masă respective. Această metodă a fost folosită în ultimii ani pentru a îmbogăți informația la nivel molecular asupra conformației, mai ales în vecinătatea unei tranziții de conformație [56], pusă în evidență de obicei prin metode indirecte clasice, de tipul celor menționate înainte.

Pentru a ilustra eficiența metodei, se poate considera un sistem în care tranziția de conformație este pregnantă [67, 69]; un copolimer bisecvențat polistiren-poliizopren în soluție în ciclohexan, solvent- $\Theta$  pentru una din secvențe (polistiren), poate fi ales ca model. Studiul viscozimetric al acestui sistem a permis să se pună în evidență o discontinuitate a viscozității intrinseci în funcție de temperatură — interpretată ca un salt de la o conformație „segregată” la o formă statistică. Astfel, figura 93, reprezentînd variația lui  $[\eta]$  în funcție de temperatură, pune în evidență o discontinuitate foarte ascuțită a viscozității intrinseci la 32 $^{\circ}\text{C}$  [56].

De această discontinuitate în variația viscozității intrinseci este responsabilă schimbarea volumului hidrodinamic al moleculelor de copolimer cu temperatura, concomitentă cu procese elementare de răsucire-dezrăsucire a macromoleculelor.

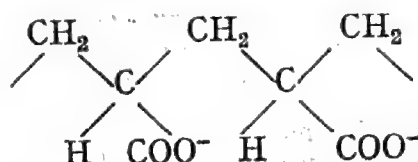
Atunci cînd un copolimer secvențat este dizolvat într-un solvent bun din punct de vedere termodinamic, pentru ambele secvențe, nu se mai observă nici o discontinuitate care ar semna o tranziție de conformație, comportarea respectivă fiind identică cu aceea a copolimerilor statistici în soluție. De reținut că pentru un copolimer statistic, este imposibil să se imagineze o



segregare intramoleculară [70], dat fiind că motivele *A* și *B* constituenți se succed la întâmplare în lanț, fără posibilitate de grupare în blocuri.

### 8.3.6. Viscositatea polielectroliților

Polielectroliții, ca sisteme macromoleculare ale căror unități monomere conțin grupe ionice, prezintă, pe lângă proprietățile hidrodinamice și de conformație, și anumite însușiri electrice. Dizolvarea polielectroliților în solvenți polari adecvați este de fapt caracterizată de procesul elementar al disociației electrolitice. Unul din cele mai simple exemple de polielectrolit îl constituie acidul poliacrilic, care ilustrează ionizarea proprie sub forma:



Forma aceasta corespunde, evident, unui *polielectrolit anionic*.

Datorită ionizării grupărilor carboxilice din soluțiile apoase ale acestor poliacizi, între verigile monomere se exercită forțe de respingere electrostatică. Aceste forțe sînt cu atît mai puternice, cu cît gradul de ionizare este mai înalt; gradul de ionizare, la rîndul său, este dependent de *pH*-ul mediului. Se poate mări gradul de ionizare prin transformarea poliacidului într-o sare, de exemplu, prin tratarea lui cu un hidroxid alcalin. Se ajunge, în acest mod, la un grad de ionizare în cazul sărurilor polimere, care depășește mult gradul de ionizare inițială.

În domeniul acid, carboxilii rămîn practic neionizați, iar comportarea macromoleculelor nu se deosebește esențial de aceea a macromoleculelor cu configurație liniară obișnuită. Într-un mediu neutru sau alcalin, includerea unui număr relativ mare de unități monomere încărcate (ioni carboxilici  $\text{COO}^-$ ) în moleculele polimere contribuie la creșterea repulsivității electrostatice, care devine astfel, determinantă pentru desfășurarea și creșterea dimensiunilor conformației de lanț. Concomitent, se impun efectele specifice de concentrație, care pot fi puse în evidență, de exemplu, prin măsurători de viscozitate.

În timp ce repulsia electrostatică tinde să dezrăsucescă lanțul polimer, mișcarea termică provoacă o contorsionare a sa. În cazul poliacizilor, prin adăugare de alcali, pentru fiecare valoare a *pH*-ului se stabilește un echilibru între repulsia electrostatică și mișcarea termică, avînd drept consecință anumite conformații ale macromoleculei.

Pe măsură ce gradul de disociere crește, macrolanțurile trec prin toate conformațiile intermediare, de la ghemul impermeabil pînă la bara rigidă; se observă totodată că viscozitatea soluțiilor de poliacizi crește de sute și mii de ori cu creșterea *pH*-ului. Această importantă creștere a viscozității soluției se datorește, pe de o parte, dezrăsucirii macrolanțurilor, iar, pe de altă parte, interacțiunii la nivelul lanțurilor relativ întinse.

Deci, cu cît crește concentrația soluției, cu atît devine mai mare viscozitatea redusă, determinată de creșterea *pH*-ului. Reprezentînd grafic dependența cantității  $\eta_{sp}/c$  de gradul de disociere (decî de *pH*-ul mediului), pentru o serie de soluții diluate ale unui poliacid avînd concentrațiile eșalonate în ordinea  $c_1 < c_2 < c_3 < c_4$  (fig. 94), se observă că viscozitatea crește odată cu *pH*-ul mediului, pînă la un anumit punct; după aceasta, creșterea *pH*-ului determină o scădere a viscozității. Comportarea relatată se explică prin faptul că pentru

anumite valori ale  $pH$ -ului, concentrația ionilor din soluție crește foarte mult, ceea ce face ca ei să fie atrași de ioni macromoleculari. Se produce astfel o ecranare a ionilor din lanț și drept urmare, are loc o slăbire a repulsiei electrostatice; în aceste condiții, se produce contorsionarea treptată a macromoleculelor, încât viscozitatea soluției descrește.

Polielectroliții se deosebesc de polimerii neionici și prin aceea că viscozitatea soluțiilor diluate la care dau naștere prezintă o pronunțată dependență de concentrație. Dacă pentru polimerii neionici, viscozitatea redusă  $\eta_{sp}/c$  relevă

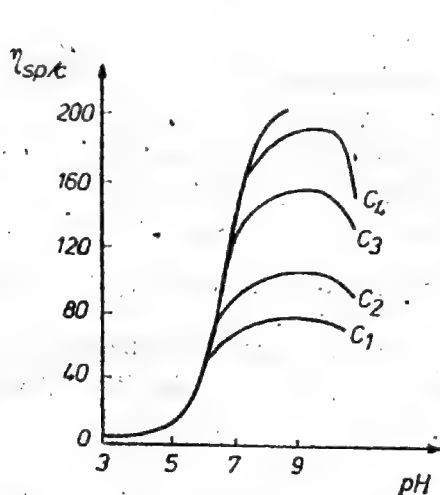


Fig. 94. Dependenta viscozității reduse a unei soluții diluate de poliacid, de gradul de disociere ( $c_1 < c_2 < c_3 < c_4$ ).

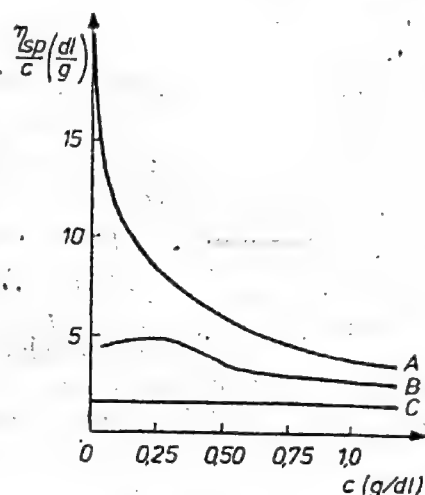


Fig. 95. Viscositatea poli(bromurii de vinilbutilpiridină): A — dizolvată în apă; B — în 0,001 N (KBr); C — în 0,0335 N (KBr) [71,72].

doar o creștere treptată, pe măsură ce concentrația crește, conform ecuației lui Huggins (375), la polielectroliți, mărimea  $\eta_{sp}/c$  crește foarte rapid prin mărirea diluției; se ajunge ca la diluții foarte mari, aceasta să aibă valori care depășesc cu mult pe cele așteptate în cazul polimerului lipsit de sarcini electrice.

În figura 95 sînt redată unele rezultate obținute prin experiențele realizate cu soluții de poli(bromură de *N*-butil 4-vinilpiridină) în apă [71, 72]. Curba A se referă la soluțiile menționate, în apă pură. Se consideră că pentru concentrații de 1%, moleculele polimere se găsesc într-un contact relativ strîns. În acest caz, viscozitatea specifică are valori care pot fi considerate uzuale.

Pe măsură ce diluția crește, contactul moleculelor polimere devine slab; distanțele dintre ele se măresc, creîndu-se interacțiuni suplimentare pentru ioni atașați. Sărcinile atașate moleculei polimere determină extinderea sa. În felul acesta, extensia macromoleculelor crește odată cu diluția soluției respective, ajungîndu-se la conformații virtuale caracterizate prin întinderi maxime. Experimental, se constată o creștere sensibilă a mărimii  $\eta_{sp}/c$  cu diluția, ilustrîndu-se astfel concordanța cu unele considerații teoretice. Curba A are alura cvasiasimptotică la axa ordonatelor.

Curbele B și C din figura 95 s-au obținut pentru poli(bromură de vinilpiridină) în soluții de bromură de potasiu (KBr) astfel încît curba B corespunde unei soluții în apă care conține 0,001 N (KBr), iar C, uneia cu 0,0335 N (KBr). Adaosul de KBr atenuează procesul desprinderii ionilor mobili din moleculele



polimere; creșterea considerabilă a viscozității reduse  $\eta_{sp}/c$  la concentrații mici poate fi, în acest mod, micșorată și chiar oprită.

F u o s s a arătat că în locul dependenței liniare dintre viscozitatea specifică și concentrația soluțiilor neelectrolitice, exprimată prin formula lui Huggins (118), se poate utiliza relația empirică, valabilă pentru electroliți [73]:

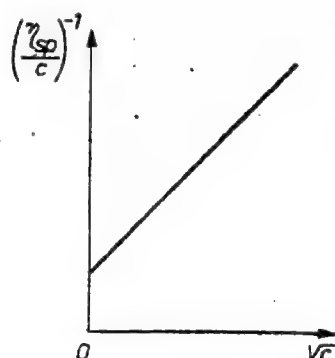


Fig. 96. Graficul funcției exprimate de relația (382).

$$\frac{\eta_{sp}}{c} = \frac{A}{1 + B\sqrt{c}} \quad (382)$$

unde  $A$  și  $B$  sînt constante.

Practic, se reprezintă grafic  $(\eta_{sp}/c)^{-1}$  în funcție de  $\sqrt{c}$ , obținîndu-se o dreaptă (fig. 96). Prin extrapolarea ei la  $c=0$ , se obține valoarea constantei  $A$ , care, în acest caz, reprezintă chiar viscozitatea intrinsecă:

$\left(\frac{\eta_{sp}}{c}\right)_{c \rightarrow 0}$ . Pentru determinarea viscozității soluțiilor de polielectroliți în apă se poate utiliza un viscosimetru de tipul celui construit de E i g n e r [34] și descris în paragraful referitor la unele tehnici experimentale.

## Capitolul IX

# COMPORTAREA VISCOELASTICĂ A COMPUȘILOR MACROMOLECULARI

### 9.1. Natura comportării viscoelastice

Comportarea unui sistem material reunește adesea atât caracteristici de lichid, cât și de solid. De exemplu, în cazul unui așa-numit mediu continuu deformabil, semirigid, o solicitare mecanică constantă nu determină neapărat o deformare constantă, ci poate conduce la o deformare lentă în timp, cunoscută sub numele de *fluaj*. Atunci când un asemenea corp este supus la o deformare constantă, tensionarea mecanică poate scădea treptat, în anumite condiții producându-se relaxarea sa. Pe de altă parte, un mediu apt de curgere, sub acțiunea unei tensiuni constante, poate să păstreze o parte din energia înmagazinată, fără a o disipa sub formă de căldură; unui asemenea mediu i se atribuie însușirea de a restitui parțial deformarea la îndepărtarea tensiunii, când are loc așa-numita *repliere elastică*.

Când mediile de acest gen sînt supuse unor tensiuni oscilatorii (sinusoidale), deformația lor nu este nici exact în fază cu tensiunea (ca în cazul solidului perfect elastic), nici defazată cu  $\pi/2$  în raport cu tensiunea (cazul lichidului perfect vîscos); ea se situează intermediar celor două stări limită.

Mediile care au comportări reliefate predominant de asemenea caracteristici sînt denumite generic *viscoelastice*.

Comportarea dependentă de timp și ilustrată de deformații care rămîn atât de mici încît relațiile dintre tensiuni și deformații să poată fi considerate liniare constituie *comportarea viscoelastică liniară*.

Relațiile dintre tensiuni și deformații subordonate dependenței acestora de timp sînt redată, de regulă, printr-o „ecuație constitutivă”, sau așa-numita *ecuație reologică de stare*.

Majoritatea materialelor clasice, importante tehnologic și practic, prezintă unele abateri de la comportarea viscoelastică, descrisă sub forma cea mai comună. Teoria fenomenologică a viscoelasticității liniare a fost adesea inspirată de experiențe de fluaj și de relaxare efectuate pe fibre de metal și de sticlă [74]; studiul disipării energiei în cazul experiențelor dinamice, avînd la bază solicitări periodice sinusoidale, a furnizat, pe de altă parte, prețioase informații cu privire la structura metalelor [75]. Abaterile particulare de la elasticitatea ideală sînt destul de mici în aceste cazuri.

Dimpotrivă, atunci când este vorba de comportarea mecanică a sistemelor polimere, predominantă de procese viscoelastice, trebuie să se recunoască, imediat și specific, caracterul primordial al acestor procese.

Predominanța viscoelasticității în polimeri nu este deloc neașteptată, dacă se ține seama de diversitatea aranjărilor și rearanjărilor moleculare care stau la baza unei deformări mecanice macroscopice. În cazul unui solid dur ca diamantul, clorura de sodiu sau zincul cristalin, deformarea este locală și se caracterizează prin deplasarea atomilor sau ionilor din pozițiile lor de echilibru, sub acțiunea unui cîmp de forțe extern. Dacă se cunosc potențialele inter-



atomice, pot fi calculate constantele elastice proprii acestor sisteme [1]. Într-un lichid obișnuit, curgerea vîscoasă reflectă variația în timp, sub acțiunea unei forțe, a distribuției moleculelor în raport cu o moleculă dată; în acest caz, atît tensiunile care apar, cît și procesele de rearanjare a moleculelor au un caracter strict local și pe baza acestor elemente, cînd sînt cunoscute, se poate calcula, în principiu, viscozitatea [76].

Într-un polimer însă, fiecare macromoleculă flexibilă ocupă un volum al cărui gabarit depășește cu mult dimensiunile atomo-moleculare ordinare, iar conformația sa, adică forma conturului propriu, se schimbă continuu, după cum ea se întinde sau se răsucește, în funcție de intensitatea mișcării termice. Pentru a caracteriza diversele conformații ale unui lanț macromolecular

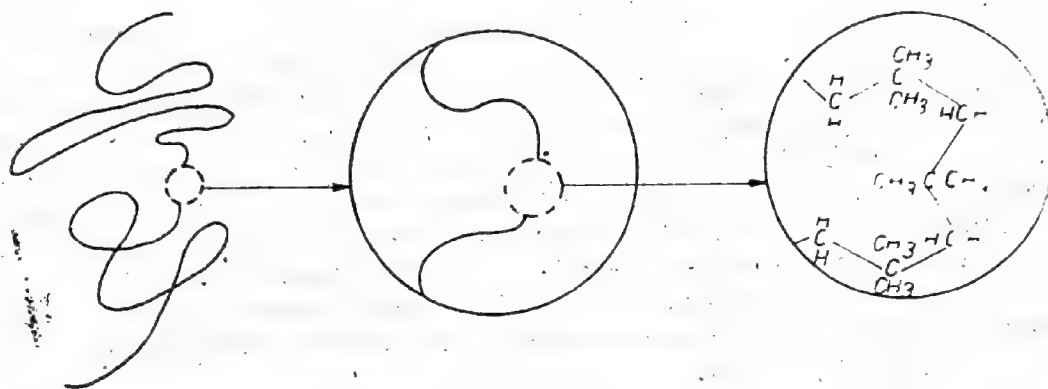


Fig. 97. Reprezentarea schematică a raporturilor sterice dintre diferite porțiuni de lanț, în cazul unui polimer cu molecule flexibile (poliizobutilena).

flexibil, este necesar să se considere, cel puțin calitativ, raporturile sterice între diferitele porțiuni de lanț (fig. 97) [77], atît la nivelul macromoleculii în ansamblu (fig. 97 a), cît și la nivel local microscopic (fig. 97 b), incluzînd eventual și orientarea reciprocă a verigilor de lanț la o scară, de asemenea, convenabilă (fig. 97 c).

Acțiunea unei tensiuni are drept efect o redistribuire a conformațiilor; rearanjările diferitelor porțiuni de lanț, ca răspuns la noua situație conformatională, sînt local relativ rapide, dar foarte lente în raport cu interacțiunile la distanță mare, determinante de altfel pentru conformațiile întinse, încolăcite, răsucite etc. Răspunsul unui asemenea sistem la solicitări externe presupune un interval de timp relativ întins și continuu.

Măsurarea proprietăților viscoelastice ale polimerilor duce la informații privind natura și viteza modificărilor conformaționale, sau privind dispunerea și interacțiunea macromoleculelor. Investigarea experimentală a proprietăților viscoelastice ale diverselor sisteme macromoleculare a fost stimulată, în mare măsură, de interesul practic pe care îl prezintă comportarea mecanică a acestora în tehnologia de sinteză și utilizarea cauciucului, a materialelor termoplastice și a fibrelor sintetice.

Teoria viscoelasticității liniare, destinată cunoașterii și descrierii riguroase a comportării mecanice dependente de timp, în cazul unor deformări infinitezimale, constituie de fapt un sistem de metode teoretice care prelungește teoria clasică a elasticității, incluzînd judicios factorul timp. Această teoretizare de ansamblu, cu o structură generală bine jalonată la ora actuală, este rezultatul contribuției cercetărilor ample și profunde a numeroase colective de specialiști. Obiectul principal de studiu l-a constituit, în această direcție, defor-

marea polimerilor solizi. Astfel, în anul 1943, Leadermann [74] a precizat definiția viscoelasticității liniare, considerînd principiul superpoziției, al lui Boltzmann. În aceeași perioadă, au fost dezvoltate mai multe modalități de descriere a acestei comportări [2]. Ulterior, au fost puse la punct și procedeele de calcul aferente mecanismelor examinate [3, 77, 78]. Începînd din anul 1950, aceste elemente constructive au putut fi reunite într-un sistem coerent, cu un aparat matematic din ce în ce mai riguros, care permite abordarea celor mai importante și complexe probleme de profil.

Majoritatea teoriilor moderne referitoare la viscoelasticitatea liniară au la bază relația tensiune-deformație-timp, dovedindu-se eficientă în descrierea comportării specifice a unuia sau altuia dintre mediile omogene analizate.

## 9.2. Teoria matematică a viscoelasticității liniare a polimerilor

Faptul constatat experimental în cazul a numeroase materiale, printre care și la polimerii solizi, și anume că deformația produsă prin aplicarea bruscă a unei forțe nu se stabilește instantaneu, chiar dacă ea rămîne proporțională cu mărimea forței, a constituit un punct de plecare esențial pentru abordarea metodologică a studiilor de viscoelasticitate.

Metodele experimentale, care permit să se pună specific în evidență interdependențele de timp ale proceselor viscoelastice remarcabile, pot fi grupate în două:

- metode care fac apel la funcțiile de fluaj și de relaxare, bazate pe experiențe vizînd asemenea procese;
- metode care utilizează module sau complianțe complexe, în contextul unor experiențe dinamice bazate pe aplicarea solicitărilor de tip sinusoidal în timp.

Exprimarea uneia sau alteia dintre proprietățile viscoelastice printr-una din aceste metode constituie, așadar, un rezultat nemijlocit al experienței corespunzător alese.

O altă grupă de metode destinate descrierii acestor proprietăți se bazează pe generalizarea modelelor mecanice ale lui Maxwell și Voigt; se știe că aceste modele sînt folosite pentru redarea schematizată a celor două tipuri ideale de comportare extremă, respectiv, solidul elastic hookean și fluidul vîscos newtonian. Analogiile adecvate permit stabilirea ecuației reologice de stare a mediilor viscoelastice, concordant cu o aproximație afectînd solidul elastic ideal, sau lichidul vîscos newtonian.

Informațiile obținute pe această cale nu constituie doar rezultate experimentale brute și din această cauză, grupul respectiv de metode este indicat să se aplice atunci cînd se studiază proprietățile mecanice ale polimerilor solizi din punct de vedere cinetico-molecular.

### 9.2.1. Principiul superpoziției al lui Boltzmann

Atunci cînd este necesar să se considere folosirea unor programe de solicitări mecanice, exprimabile prin funcții de timp oarecare, definiția viscoelasticității liniare comportă o completare, facilitată de enunțul principiului superpoziției dat de Boltzmann: *Efectul produs de un program de solicitare — forță sau deformație impusă — redat de suma a două programe este el însuși constituit din suma efectelor pe care le-ar produce cele două programe de solicitare aplicate separat.*



Sistemele a căror comportare se subordonează acestui principiu sînt numite *boltzmanniene* sau *liniare*: acestea sînt de fapt singurele care pot face obiectul teoriei viscoelasticității liniare. Funcțiile de fluaj și de relaxare permit să se deducă simplu, pe baza enunțului dat, o expresie algebrică echivalentă.

### 9.2.2. Funcții de fluaj și de relaxare

După cum s-a arătat în paragraful 6.4.3, procesele de deformare urmărite în timp pot fi puse în evidență printr-o experiență simplă de fluaj, în care o forță constantă este aplicată instantaneu unei probe de polimer. Proprietățile macroscopice ale unei asemenea probe, aptă de o anumită geometrie a deformărilor, pot fi descrise cu ajutorul curbei dependenței de timp a deformației globale raportate la tensiune. Aceleași proprietăți, referitoare însă la un element de volum, se exprimă prin funcția care indică dependența de timp a deformației  $\gamma(t)$ , sub influența unei tensiuni aplicate instantaneu și menținută apoi la valoarea constantă  $\tau_0$ . În legătură cu acest tip de deformare, se definește *funcția de fluaj*:

$$\mathcal{F}(t) = \frac{\gamma(t)}{\tau_0}. \quad (383)$$

În majoritatea experiențelor de acest tip, epruvetele și repartiția forțelor aplicate sînt de natură să asigure elementelor de volum o deformare simultană identică. Funcția de fluaj a acestora, pentru modul de deformare considerat, poate fi exprimată direct prin raportul deformației macroscopice a epruvetei și tensiunea evaluată atît din mărimea forței aplicate, cît și din geometria sistemului.

Într-o experiență de alungire simplă, de exemplu, efectuată pe o epruvetă cu secțiune transversală circulară, măsurîndu-se alungirea, devine posibilă exprimarea funcției de fluaj corespunzătoare modului lui Young  $\mathcal{E}(t)$ ; măsurarea unghiului de rotație, sub acțiunea unui cuplu de tensiune impus, face accesibil modulul de forfecare  $G(t)$ .

Forma generală a funcțiilor de fluaj este redată schematic în figura 98, prin prima porțiune a curbei, delimitată de punctul  $O_2$ .

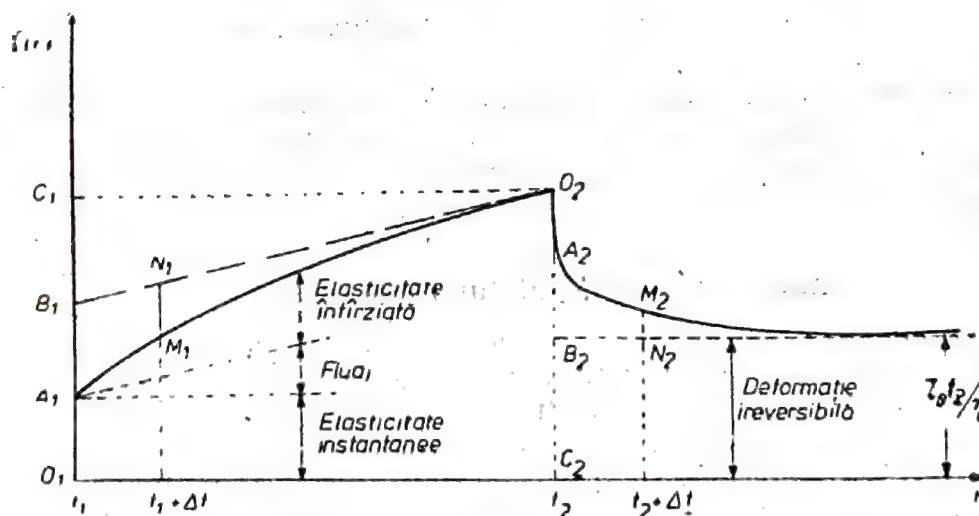


Fig. 98. Variația deformației în funcție de timp, într-o experiență de fluaj.

La aplicarea tensiunii se stabilește *instantaneu* o deformare. Noțiunea de *instantaneu* are sens aici numai în raport cu metoda de măsură folosită. În funcție de procedeele aplicate, timpul de măsură al aparatului care evidențiază deformarea variază în limite considerabile; trebuie să se țină seama de faptul că dispozitivul de aplicare a forței presupune, de asemenea, un interval de timp în care epruveta nu poate fi considerată sub o acțiune constantă. Asemenea considerații duc la o anumită ambiguitate în privința definirii deformărilor instantanee; de aceea, pare convenabil să se aleagă drept *instantanee*, deformarea stabilită la momentul în care forța fiind deja la valoarea sa constantă, permite efectuarea primei măsurători corecte.

După un asemenea interval inițial de timp, deformarea crește continuu, iar după un timp suficient de mare, variația manifestă practic o tendință asimptotică corespunzătoare fie unei deformări constante în timp, fie unei deformări care crește liniar.

Primul caz corespunde unui material capabil de așa-numita *elasticitate întârziată pură*; în cel de-al doilea caz, acest tip de elasticitate se suprapune unui proces de curgere continuă, apropiind materialul relativ solid de un lichid foarte vâcos, deci spre o comportare către care se tinde atunci când timpul de observație crește foarte mult, în condițiile experienței de fluaj.

Funcția de fluaj reprezentând de fapt un raport între deformare și tensiune, are ca atare dimensiuni inverse unui modul și este cunoscută, în acești termeni, sub numele de *compliance*.

În cazul cel mai general, deformarea  $\gamma(t)$  reprezintă suma a trei termeni:

$$\gamma(t) = \tau_0 \left[ J_0 + J(t) + \frac{t}{\eta_\infty} \right] \quad (384)$$

corespunzător celor trei deformări descrise mai sus; astfel  $J_0$  reprezintă o compliance instantanee a materialului,  $J(t)$  — compliancea întârziată, dependentă de timp, iar  $\eta_\infty$  — o viscozitate staționară, definită prin inversul pantei asimptotei liniare la curba deformare-timp.

O experiență de fluaj poate fi controlată urmărindu-se variația deformărilor epruvetei după înlăturarea forței; situația aceasta este ilustrată de cea de-a doua parte a curbei din figura 98, începând de la momentul  $t_2$  al încetării acțiunii. În cazul unei comportări boltzmanniene, această curbă de revenire poate fi dedusă în întregime din curba de fluaj, urmărindu-se raporturile existente între segmentele indicate în figura 98. Frațiunea deformărilor recuperate după un interval de timp  $\Delta t$  (măsurat din momentul inițial al descărcării) este egală cu deformarea stabilită după intervalul  $\Delta t$  (măsurat, de data aceasta, începând cu momentul inițial al încărcării), din care se scade deformarea corespunzătoare curgerii newtoniene la același moment.

După un timp suficient de lung (dar înainte de îndepărtarea tensiunii la momentul  $t_2$ ), *deformarea de fluaj* se poate exprima astfel:

$$\gamma(t) = \tau_0 \left( J_0 + \frac{t}{\eta} \right) \quad (384')$$

Astfel, atât  $J_0$  cât și  $\eta$  pot fi obținute din geometria unei secțiuni liniare în această regiune.



Deformația de revenire este dată, în același context, prin relația:

$$\gamma_r = \tau_0 \left[ J_0 + \frac{t}{\eta} - J(t - t_2) \right] \quad (384'')$$

care aproximează o valoare finală pentru  $\tau_0 \cdot t_2/\eta$  și constituie astfel suportul cantitativ al metodei de determinare a viscozității  $\eta$ .

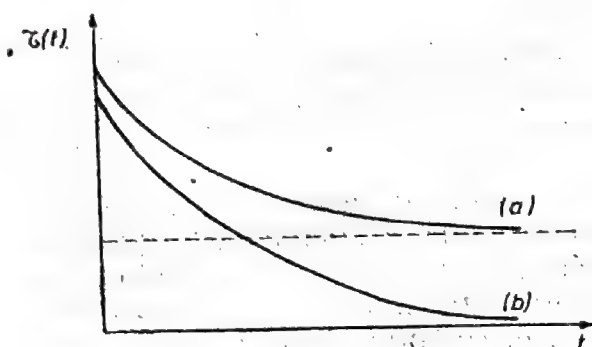


Fig. 99. Variația tensiunii în funcție de timp într-o experiență de relaxare a tensiunii la deformare constantă:  
a — cazul unui material capabil de curgere newtoniană; b — cazul unui material care posedă numai elasticitate reversibilă (instantanee și retardată).

Viscoelasticitatea unui material poate fi pusă, de asemenea, în evidență și măsurată printr-o experiență de relaxare a tensiunii la deformare constantă. În acest tip de experiență se aplică epruvetei, la momentul inițial, o deformare constantă  $\gamma_0$ , care este menținută prin fixarea capetelor sale, urmărindu-se variația corespunzătoare forței necesare menținerii deformăției la valoarea impusă. Acest tip de experiență conduce la introducerea unei funcții de timp, numită funcție de relaxare  $\mathcal{R}(t)$ , care se definește prin raportul dintre tensiunea  $\tau(t)$ , aplicată în fiecare moment și deformăția impusă  $\gamma_0$  (fig. 99):

$$\mathcal{R}(t) = \frac{\tau(t)}{\gamma_0} \quad (385)$$

Funcția de relaxare are, și ea, dimensiunile unui modul.

Funcțiile de fluaj și de relaxare sînt complet echivalente în ceea ce privește definirea și relevarea proprietăților izoterme ale unui material, pentru un anumit tip de deformare. Se poate arăta simplu că doar una din aceste funcții este suficientă pentru a determina în întregime comportarea viscoelastică a materialului supus unor programe de solicitări, forțe sau deformății impuse, variabile în timp.

Dacă, de exemplu, se impune un program de tensiuni corespunzător unei variații  $\tau(t)$ , valoarea deformăției rezultante  $\gamma(t)$  poate fi dedusă din funcția de fluaj  $\mathcal{F}(t)$ , descompunînd tensiunea  $\tau(t)$  într-o sumă de funcții elementare de amplitudini  $d\tau$  egale cu  $\tau(t) \cdot dt$ , aplicate la intervale de timp decalate cu  $dt$  una în raport cu alta și începînd cu momentul inițial de aplicare a programului lui  $\tau(t)$ .

Dacă se alege originea timpului înainte de începutul aplicării programului (adică, un moment în care tensiunea este încă nulă) și dacă se exclude eventualitatea practică de aplicare instantanee a unei tensiuni finite [ $\tau(t)$  continuă de la  $t = 0$ ], aplicarea principiului lui Boltzmann conduce la:

$$\gamma(t) = \int_0^t \tau(t') \cdot \mathcal{F}(t - t') \cdot dt' \quad (386)$$

Ultima relație poate fi considerată, în termenii menționați, o expresie algebrică a principiului lui Boltzmann.

Ecuatia (386) poate să conducă la o relație între  $\mathcal{F}(t)$  și  $\mathcal{R}(t)$ , în cazul în care o deformare  $\gamma(t)$  este menținută constantă, începînd de la momentul inițial al aplicării sarcinii.

### 9.2.3. Module și complianțe complexe

Numeroase metode experimentale destinate reliefării și măsurării în timp a diverselor interdependențe presupun forțe sau deformații variabile sinusoidal în timp.

S-a observat, de exemplu, că în cazul unui sistem viscoelastic liniar, atunci cînd tensiunea variază sinusoidal, deformarea urmează și ea o variație sinusoidală, fiind însă defazată cu un unghi  $\varphi$  față de tensiune (fig. 100). Așadar, între  $\tau$  și  $\gamma$  există un unghi de defazaj  $\varphi$ .

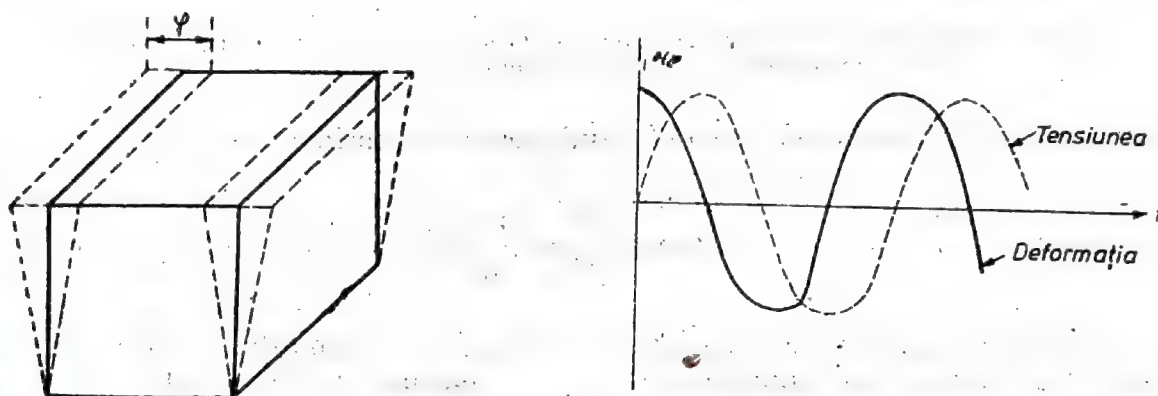


Fig. 100. Forfecarea simplă și dependența de timp a tensiunii și deformației, în cazul unei tensiuni sinusoidale.

Tensiunile și deformațiile avînd o variație sinusoidală se reprezintă, în mod obișnuit, sub forma unor cantități complexe. Astfel, dacă sînt folosite, pentru a reda variațiile sinusoidale  $\tau^*(t)$  și  $\gamma^*(t)$ , expresiile din:

$$\tau^* = \tau_0 e^{j\omega t} \quad (387)$$

și

$$\gamma^* = \gamma_0 e^{j(\omega t - \varphi)}, \quad (388)$$

rapoartele acestor mărimi pot fi descrise respectiv prin:

$$\tau^* = M^* \cdot \gamma^* \quad (389)$$

și

$$\gamma^* = J^* \cdot \tau^*, \quad (390)$$

care definesc, corespunzător, atît *modulul complex*

$$M^* = M' + jM'', \quad (391)$$

cît și *complianța complexă*

$$J^* = \frac{1}{M^*} = J' + jJ'' \quad (392)$$

pentru o pulsație dată  $\omega$ .



Aceste situații le corespund reprezentările vectoriale ale componentelor în plan complex, din figura 101. Se observă astfel că  $M'$  este raportul dintre tensiunea în fază cu deformația și deformație, iar  $M''$  — raportul dintre tensiunea defazată cu  $90^\circ$  față de deformație și deformație.

Complianța  $J'$  este raportul dintre deformația în fază cu tensiunea și tensiune, iar  $J''$  — raportul dintre deformația defazată față de tensiune cu  $90^\circ$  și tensiune.

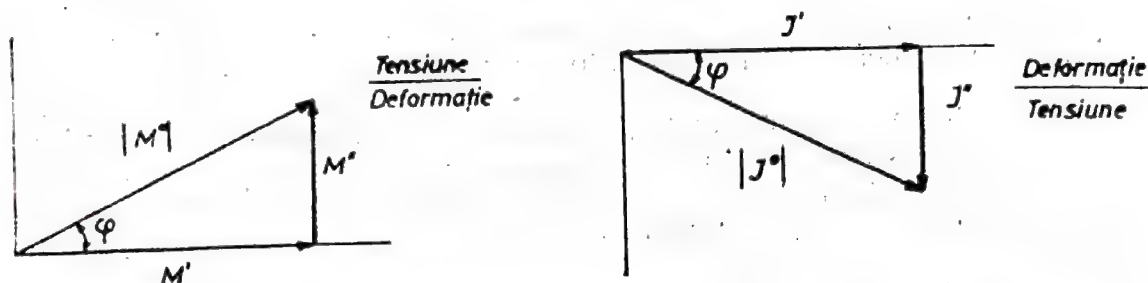


Fig. 101. Reprezentarea vectorială a componentelor modulului și complianței complexe, într-o experiență de solicitare periodică sinusoidală.

Se reține, de asemenea, că defazajul poate fi exprimat prin:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{J''}{J'} = \frac{M''}{M'} \quad (393)$$

Descrierea completă a unei stări caracterizate primordial de viscoelasticitate liniară necesită cunoașterea acestor mărimi, pentru toate valorile frecvenței de vibrație. Utilizarea modelelor analogice permite să se arate că pentru descrierea completă a comportării viscoelastice este necesară cunoașterea uneia din funcțiile:

$$\operatorname{Re}(M^*), \operatorname{Im}(M^*), \operatorname{Re}(J^*), \operatorname{Im}(J^*)$$

unde  $\operatorname{Re}$  și  $\operatorname{Im}$  reprezintă, respectiv, părțile reale și imaginare ale mărimilor complexe.

Pentru fiecare modul sau complianță utilizată în teoria elasticității poate fi definită o funcție de frecvență, corespunzătoare sistemului viscoelastic. Reprezentarea tridimensională a comportării unui sistem viscoelastic este deci complet definită de două module complexe corespunzând, de exemplu, forfecării  $G^*(\omega)$  și comprimării  $B^*(\omega)$ . Diferitele relații existente și redată în tabelul 7 pot fi aplicate și în cazul modulelor complexe. Trebuie menționat că egalitățile obligatoriu identice privesc fie numai părțile reale, fie doar părțile imaginare.

#### 9.2.4. Modele analogice

Concepția de modele analogice decurge din necesitatea de a raporta, într-o formă concretă, comportarea viscoelastică la cea a solidului elastic hookean, sau a fluidului newtonian.

Utilizarea acestor modele implică, de cele mai multe ori, caracterul complementar al unor mecanisme moleculare, responsabile de unul sau altul din elementele componente ale modelului preferat; însumarea contribuțiilor tuturor

mecanismelor moleculare se face, de regulă, după norme combinatorii corespunzătoare rolurilor atribuite diferitelor elemente ale modelului.

În diversitatea lor, modelele trebuie să se regăsească concret în ecuații reologice constituite judicios, pe baza unor sisteme de ecuații diferențiale liniare cu coeficienți constanți, în care intervin tensiuni, deformații și derivate de ordinul întâi ale acestora în raport cu timpul.

Abordarea și expunerea metodelor menite să illustreze comportarea viscoelastică presupun, pentru început, examinarea cazului unei deformări unidimensionale de forfecare, în care solidul elastic hookean este substituit de un resort de constantă egală cu modulul de forfecare  $G$ , iar lichidul vâscos newtonian — printr-un amortizor plin cu lichid de vâscozitate  $\eta$ . După cum s-a mai arătat în paragraful 6.4.3, cele două elemente de tip Hooke și Newton pot fi combinate simplu, prin asamblarea fie în serie, fie în paralel, a unui resort și a unui amortizor. Cuplurile astfel obținute sînt cunoscutele modele de tip Maxwell, respectiv Voigt (numit și model Kelvin, sau Voigt-Kelvin).

#### 9.2.4.1. Modelul Maxwell generalizat

Ecuațiile diferențiale ale viscoelasticității liniare, adecvate descrierii experiențelor de relaxare a tensiunii, au fost obținute de către E. Wiechert [79], prin generalizarea ecuației lui Maxwell (291). Modelele mecanice generalizate, de tip Maxwell-Wiechert, corespunzătoare ecuațiilor lui Wiechert, sînt reprezentate în figura 102 (a și b).

Modelul I (fig. 102 a) constă dintr-un număr foarte mare de elemente Maxwell, legate în paralel. Modelul II (fig. 102 b) se compune, de asemenea, dintr-un număr foarte mare de elemente Maxwell, legate în paralel, plus un

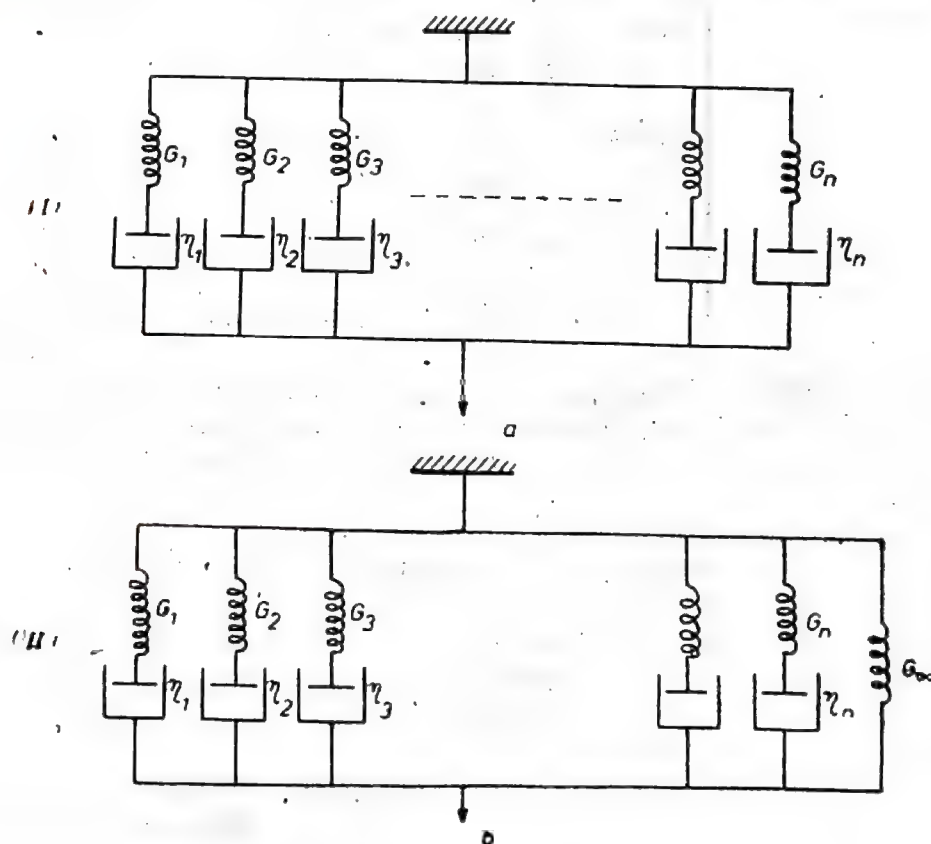


Fig. 102. Modelele Maxwell-Wiechert.



resort fără amortizor. Acest din urmă resort are timpul de relaxare infinit, deci și modulul de forfecare infinit ( $G_\infty$ ).

Ecuatiile care descriu comportarea viscoelastică, corespunzător modelului I, sînt de forma:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G_1} \cdot \frac{d\tau_1}{dt} + \frac{1}{\eta_1} \cdot \tau_1, \\ \frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G_2} \cdot \frac{d\tau_2}{dt} + \frac{1}{\eta_2} \cdot \tau_2, \\ \dots\dots\dots \\ \frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G_n} \cdot \frac{d\tau_n}{dt} + \frac{1}{\eta_n} \cdot \tau_n, \\ \tau = \tau_1 + \tau_2 + \dots \tau_n. \end{array} \right. \quad (394)$$

Comportarea modelului II este descrisă de sistemul de ecuații:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G_1} \cdot \frac{d\tau_1}{dt} + \frac{1}{\eta_1} \cdot \tau_1, \\ \frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G_2} \cdot \frac{d\tau_2}{dt} + \frac{1}{\eta_2} \cdot \tau_2, \\ \dots\dots\dots \\ \frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G_n} \cdot \frac{d\tau_n}{dt} + \frac{1}{\eta_n} \cdot \tau_n \\ plus \\ \frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G_\infty} \cdot \frac{d\tau_\infty}{dt}, \\ \tau = \tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_n + \tau_\infty. \end{array} \right. \quad (395)$$

În ecuațiile (394) și (395),  $G_i$  și  $\eta_i = (t_r)_i \cdot G_i$  reprezintă, respectiv, modulul de forfecare și viscozitatea elementului  $i$ ,  $(t_r)_i$  fiind timpul său de relaxare;  $\tau_i$  este tensiunea parțială a elementului  $i$ ,  $\tau$  — tensiunea totală, iar  $\gamma$  — deformația.

De remarcat că, practic, nu sînt observabile decît deformația  $\gamma$  și tensiunea totală  $\tau$ . Tensiunile parțiale  $\tau_i$ , ca și mărimile  $G_i$  și  $(t_r)_i$ , nu sînt observabile macroscopic, dar ele pît fi calculate din datele experimentale.

Modelul I (fig. 102 a) și sistemul de ecuații (394) corespunzător sînt adecvate descrierii comportării unui polimer amorf liniar (lipsit de punți transversale). În cazul acestui model, la deformație constantă, tensiunea scade pînă la anulare (comportare elasticovîscoasă).

Aplicarea celor două tipuri de experiențe simple, de fluaj și de relaxare a tensiunii, conduce la exprimarea funcției de relaxare  $\mathcal{R}(t)$ , asociată modelului respectiv.

Astfel, din ecuațiile (394), la deformare constantă  $\gamma_0$  (cu condițiile inițiale:  $\tau_i = \gamma_0 \cdot G_i$  la  $t = 0$ ), rezultă:

$$\tau(t) = \gamma_0 \cdot \sum_{i=1}^n G_i \cdot \exp[-t/(t_r)_i] \quad (396)$$

și

$$\mathcal{R}(t) = \frac{\tau(t)}{\gamma_0} = \sum_{i=1}^n G_i \cdot \exp[-t/(t_r)_i]. \quad (397)$$

Dacă tensiunea  $\tau_0$  se menține constantă într-un interval de timp foarte lung, care depășește cu mult cel mai mare timp de relaxare  $t_r$ , atunci toate cantitățile  $\frac{1}{G_i} \cdot \frac{d\tau_i}{dt}$  din ecuațiile (394) devin neglijabile; în aceste condiții, devine valabilă relația:

$$\tau_0 = \sum_{i=1}^n \tau_i = \left[ \sum_{i=1}^n (t_r)_i \cdot G_i \right] \frac{d\gamma}{dt}. \quad (398)$$

Așadar, dacă modelul I conceput de W i e c h e r t (fig. 102 a) este menținut timp îndelungat sub tensiune constantă, el descrie comportarea unui lichid newtonian, cu viteză constantă de deformare  $\frac{\tau_0}{\sum_{i=1}^n (t_r)_i \cdot G_i}$ ; constanta

$\sum_{i=1}^n (t_r)_i \cdot G_i$  reprezintă tocmai viscozitatea

$$\eta_0 = \sum_{i=1}^n (t_r)_i \cdot G_i. \quad (399)$$

În timp ce mărimile  $(t_r)_i$  și  $G_i$  pot fi obținute pe baza analizei curbei de relaxare a tensiunii, viscozitatea  $\eta_0$  rezultă din ecuația (399). Acesta constituie un exemplu caracteristic de experiență viscoelastică simplă ce poate fi folosită pentru a prefigura rezultatele altui tip interesant de experiență; în acest caz, relaxarea tensiunii este folosită pentru a deduce comportarea la curgere, sub tensiune constantă, după un interval de timp foarte lung.

Modelul II, reprezentat în figura 102 b, și ecuațiile (395) sînt adecvate descrierii comportării polimerilor reticulați (legați prin punți transversale), întrucît la deformare constantă, acest model revine la o tensiune finită, diferită de zero (comportare viscoelastică).

În cadrul unei experiențe efectuate în condiții de deformare constantă, ecuațiile (395) conduc la:

$$\tau(t) = G_\infty \cdot \gamma_0 + \gamma_0 \cdot \sum_{i=1}^n G_i \cdot \exp[-t/(t_r)_i] \quad (400)$$

și

$$\mathcal{R}(t) = \frac{\tau(t)}{\gamma_0} = G_\infty + \sum_{i=1}^n G_i \cdot \exp[-t/(t_r)_i]. \quad (401)$$



Dacă se aplică o tensiune constantă  $\tau_0$ , un timp mult mai îndelung în raport cu cel mai mare timp de relaxare  $t_r$ , ( $t \gg t_r$ ), se ajunge în final la o deformare constantă:

$$\gamma_\infty = \frac{\tau_0}{G_\infty}. \quad (402)$$

Sistemul a cărui comportare se subordonează acestei ecuații posedă o oarecare elasticitate remanentă, dar nu ilustrează o curgere vîscoasă reală.

Sistemele de ecuații (394) și (395) pot fi aproximate sau chiar generalizate prin folosirea adecvată a ecuațiilor diferențiale. Astfel, pentru toate valorile  $t_r$ , cuprinse între zero și infinit, se definesc funcțiile continue  $\mathcal{G}(t_r)$  și  $\tau(t, t_r)$ , adaptîndu-se sistemului viscoelastic următoarele ecuații:

$$\begin{cases} \frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{\mathcal{G}(t_r)} \cdot \frac{\partial \tau(t, t_r)}{\partial t} + \frac{1}{t_r \mathcal{G}(t_r)} \cdot \tau(t, t_r), \\ \tau_\infty = G_\infty \cdot \gamma; \quad \gamma(t) = \gamma_\infty + \int_0^\infty \tau(t, t_r) \cdot dt_r \end{cases} \quad (403)$$

unde  $G_\infty$  și prin urmare,  $\tau_\infty$  pot fi egale cu zero.

Ecuațiile (397) și (401) se pot pune sub forma:

$$\mathcal{R}(t) = G_\infty + \int_0^\infty \mathcal{G}(t_r) \cdot \exp(-t/t_r) \cdot dt_r, \quad (404)$$

unde  $G_\infty$  poate lua valoarea zero (pentru modelul II, fig. 102 b).

Funcția  $\mathcal{G}(t_r)$  poartă numele de *spectrul timpilor de relaxare* sau *spectrul lui Maxwell*.

Pentru modelul II (fig. 102 b), în cazul distribuției continue a timpilor de relaxare, ecuația (399) capătă forma:

$$\eta = \int_0^\infty t_r \cdot \mathcal{G}(t_r) \cdot dt_r. \quad (405)$$

În principiu, dacă funcția  $\mathcal{G}(t_r)$  este cunoscută, ea poate fi folosită pentru stabilirea rezultatelor unei alte experiențe, cum este, de exemplu, aceea în care o deformare  $\gamma_1$  se aplică într-un interval de timp de la  $t = 0$  la  $t = t_1$ , o deformare  $\gamma_2$  — într-un interval de la  $t_1$  la  $t_2$  ș.a.m.d.

Se poate arăta, în mod simplu, echivalența [80] dintre formula lui Wiechert (403) și cea a lui Boltzmann (386). Pentru o valoare  $t_r$  dată, (401) este o ecuație liniară de gradul întâi, care poate fi ușor integrată. Dacă, simplificînd, se admite că la momentul  $t = 0$ ,  $\tau(t) = 0$ , atunci:

$$\tau(t, t_r) = \mathcal{G}(t_r) \cdot \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{t_r}\right) \cdot \dot{\tau}(t') \cdot dt'. \quad (406)$$

Pentru  $\tau(t)$  rezultă următoarea expresie (considerînd, pentru simplificare,  $G_\infty = 0$ ):

$$\tau(t) = \int_0^\infty \tau(t, t_r) \cdot dt_r = \int_0^t \left[ \int_0^\infty \mathcal{G}(t_r) \cdot \exp\left(-\frac{t-t'}{t_r}\right) \cdot dt_r \right] \cdot \dot{\tau}(t') \cdot dt'. \quad (407)$$

Acum, se poate introduce  $\mathcal{G}(t-t')$  cu ajutorul egalității:

$$\mathcal{G}(t-t') = \int_0^\infty \mathcal{G}(t_r) \cdot \exp\left(-\frac{t-t'}{t_r}\right) \cdot dt_r, \quad (408)$$

unde

$$\tau(t) = \int_0^t \mathcal{G}(t-t') \cdot \dot{\tau}(t') \cdot dt'. \quad (409)$$

Relația (409) este identică cu formularea algebrică (386), a principiului lui Boltzmann pentru acest tip particular de deformare.

W. K u h n a folosit modelul Maxwell generalizat în descrierea comportării mecanice a polimerilor [81].

#### 9.2.4.2. Modelul Voigt generalizat

Descrierea adecvată a *experiențelor de fluaj*, în cadrul teoriei viscoelasticității liniare, este asigurată de către *ecuațiile Voigt-Kelvin generalizate* [82].

Cele două variante (modele Voigt-Kelvin) ale modelului matematic corespunzător sînt reprezentate în figura 103 (a și b).

Ecuațiile matematice corespunzătoare modelului I (fig. 103 a) au următoarea formă:

$$\begin{cases} \tau = G_0 \gamma_0, \\ \tau = G_1 \gamma_1 + \eta_1 \dot{\gamma}_1, \\ \tau = G_2 \gamma_2 + \eta_2 \dot{\gamma}_2, \\ \dots\dots\dots \\ \tau = G_n \gamma_n + \eta_n \dot{\gamma}_n, \\ \gamma = \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_n, \end{cases} \quad (410)$$

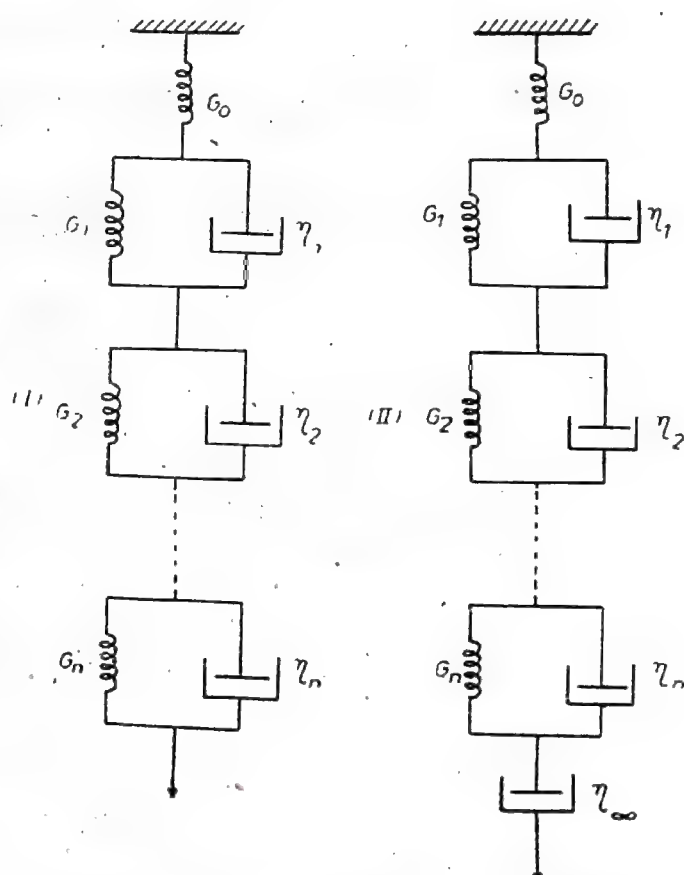


Fig. 103. Două variante ale modelului Voigt-Kelvin generalizat.



unde

$$\dot{\gamma}_i = \frac{d\gamma_i}{dt}.$$

Modelului II (fig. 103 b) îi corespund următoarele ecuații:

$$\begin{cases} \tau = G_0 \gamma_0, \\ \tau = G_1 \gamma_1 + \eta_1 \dot{\gamma}_1, \\ \tau = G_2 \gamma_2 + \eta_2 \dot{\gamma}_2, \\ \dots\dots\dots \\ \tau = G_n \gamma_n + \eta_n \dot{\gamma}_n, \\ \tau = \eta_\infty \dot{\gamma}_\infty, \\ \gamma = \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_n + \gamma_\infty. \end{cases} \quad (411)$$

În aceste ecuații,  $G_i$  este modulul de forfecare al elementului  $i$ , iar  $\eta_i = (\tau_r)_i \cdot G_i$  — viscozitatea aceluiasi element,  $(\tau_r)_i$  fiind timpul de întârziere respectiv.

În cazul unei tensiuni constante, curba de fluaj corespunzătoare sistemului de ecuații (410) se subordonează ecuației:

$$\gamma = \frac{\tau_0}{G_0} + \sum_{i=1}^n \frac{\tau_0}{G_i} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{t}{(\tau_r)_i} \right] \right\}. \quad (412)$$

Primul termen din membrul drept al ecuației (412) reprezintă *elasticitatea instantanee*, iar cel de-al doilea — *elasticitatea întârziată*.

Curba de fluaj corespunzătoare ecuațiilor (411), în aceleași condiții de tensiune constantă, se exprimă prin:

$$\gamma = \frac{\tau_0}{G_0} + \sum_{i=1}^n \frac{\tau_0}{G_i} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{t}{(\tau_r)_i} \right] \right\} + \frac{\tau_0 \cdot t}{\eta_\infty}. \quad (413)$$

Cel de-al treilea termen care apare în membrul drept al acestei ecuații descrie *curgerea materialului* sub acțiunea unei tensiuni, la alungire constantă.

Ecuația (412) descrie comportarea viscoelastică a unui material care, sub acțiunea unei tensiuni constante, ajunge în cele din urmă la o stare de elasticitate limită; ecuația (413) descrie proprietățile viscoelastice ale substanțelor care, în aceleași condiții de tensiune constantă, manifestă mai întâi elasticitate instantanee, pentru ca apoi să ajungă în starea de curgere.

Modulul de forfecare instantanee  $G_0$  din modelele Voigt generalizate (fig. 103 a și b) se poate exprima în funcție de modulele care apar în modelele Maxwell generalizate (fig. 102 a și b),  $G_\infty$  și  $G_i$ , după cum urmează:

$$G_0 = G_\infty + \sum_{i=1}^n G_i \quad (414)$$

unde  $G_\infty$  poate fi nul, ca în modelul din figura 102 a.

Dacă proprietățile viscoelastice ale unui material pot fi redate prin una din variantele modelului Voigt generalizat, *funcția de fluaj*  $\mathcal{F}(t)$  a acestuia se exprimă prin suma funcțiilor de fluaj ale diferitelor elemente simple, adică prin termenii corespunzători elasticității instantanee, elasticității întârziate și curgerii infinite sub acțiunea unei tensiuni constante:

$$\mathcal{F}(t) = J_0 + \sum_{i=1}^n J_i \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{t}{(\tau_r)_i} \right] \right\} + \frac{t}{\eta_\infty} \quad (415)$$

Aici, modulul de forfecare  $G$  este înlocuit cu complianța corespunzătoare  $J$ .

*Distribuția continuă a timpilor de întârziere*  $t'_r$  poate fi descrisă cu ajutorul funcției  $\mathcal{J}(t'_r)$ , prin expresia:

$$\mathcal{F}(t) = J_0 + \int_0^\infty \mathcal{J}(t'_r) \cdot \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{t'_r} \right) \right] \cdot dt'_r + \frac{t}{\eta_\infty} \quad (416)$$

unde  $\mathcal{J}(t'_r)$  poate fi zero atunci când  $t'_r$  este mai mic decât  $(t'_r)_1$ , sau mai mare decât  $(t'_r)_n$ .

$\mathcal{J}(t'_r)$ , care intervine în expresia (416), este numit adesea *spectrul timpilor de întârziere*, sau *spectrul lui Voigt*.

Modelul Voigt generalizat a fost folosit de către Alexandrov și Lazurkin pentru elucidarea unor interdependențe la nivelul proprietăților de relaxare ale polimerilor [83].

### 9.3. Teoria fenomenologică a viscoelasticității polimerilor

#### 9.3.1. Comportarea viscoelastică a unui polimer liniar amorf în funcție de temperatură

Metoda cea mai simplă de caracterizare a proprietăților elastice ale unui polimer o constituie măsurarea modulului corespunzător, în condiții de temperatură variabile. Întrucât polimerii sînt materiale viscoelastice, modulul lor depinde atît de timp, cît și de metoda de măsură.

Considerînd, de exemplu, modulul de relaxare  $\mathcal{R}(t)$ , obținut prin măsurarea diferitelor valori ale tensiunii într-o probă a cărei deformare se menține constantă, este necesar să se aibă în vedere timpul de măsură standardizat (10 s), încît experiența se reduce la înregistrarea variației mărimii  $\mathcal{R}(10)$  în funcție de temperatură.

În figura 104 este reprodusă variația mărimii  $\mathcal{R}(10)$  în funcție de temperatură, obținută pentru un polimer amorf liniar — polistiren atactic, de masă moleculară  $\langle M_n \rangle = 217\,000$  și de polidispersie foarte redusă [84].

Se disting cinci etape ale comportării viscoelastice a unui polimer în funcție de temperatură; ele apar distinct în evoluția curbei  $\log \mathcal{R}(10) = f(T)$  (fig. 104):

*I* — prima zonă, corespunzînd unor temperaturi sub  $90^\circ\text{C}$ , reprezintă *starea sticloasă*: valorile modulului  $\mathcal{R}(10)$  sînt cuprinse între  $10^9$  și  $10^{9.5}$  N/m<sup>2</sup>. În această fază, polimerul este rigid și fragil;



II — cea de-a doua zonă reprezintă *domeniul de vitrifiere*, corespunzător domeniului de temperatură 90—100°C. Modulul  $\mathcal{R}(10)$  are valori cuprinse între  $10^9$  și  $10^{5.7}$  N/m<sup>2</sup>, caracterizând, printr-o variație rapidă a sa cu temperatura, proprietățile fizice ale polimerului, comparabile cu însușirile elastice ale pielii;

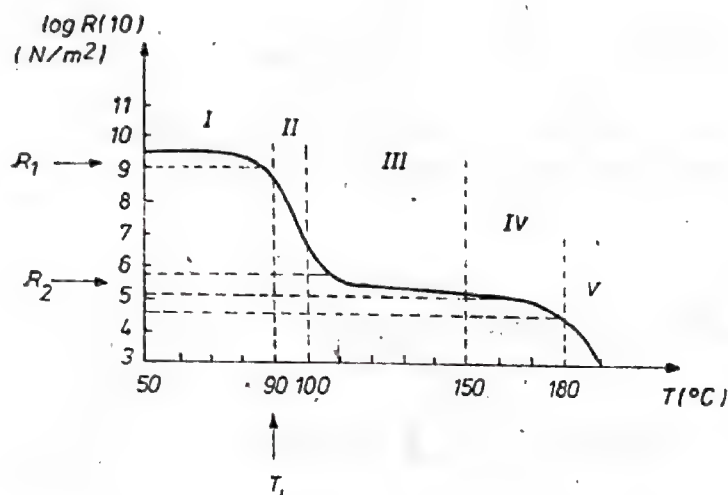


Fig. 104. Cele cinci faze ale comportării viscoelastice în funcție de temperatură, pentru o probă de polistiren [84].

III — zona următoare ilustrează *starea cauciucosă*, în care modulul  $\mathcal{R}(10)$  rămâne practic constant ( $10^{5.7-5.4}$  N/m<sup>2</sup>), iar mărimea intervalului de temperatură corespunzător depinde de gradul de polimerizare al macromoleculelor. Deoarece, în acest domeniu, polimerul manifestă proprietăți viscoelastice, el mai este numit și *domeniul stării viscoelastice*;

IV — în cea de-a patra regiune, de *curgere cauciucosă*, modulul  $\mathcal{R}(10)$  scade de la  $10^{5.4}$  la  $10^{4.5}$  N/m<sup>2</sup>. Polimerul este încă în stare viscoelastică, dar încep să se manifeste mai pregnant proprietățile viscoase;

V — în ultima regiune, la temperaturi ce depășesc 180°C și cu un modul mai mic de  $10^{4.5}$  N/m<sup>2</sup>, proprietățile viscoelastice ale polimerului se estompează, în locul lor manifestându-se foarte evident starea de *curgere viscoasă*.

Curbele de acest tip sînt utile în cazul polimerilor amorfii, deoarece examinarea lor înlesnește deducerea directă a cîtorva parametri importanți. Astfel, se pot determina comod atît modulul limită al fazei sticloase  $\mathcal{R}_1$ , cît și modulul corespunzător „platoului” fazei cauciucoase  $\mathcal{R}_2$ . Cunoscînd valorile modulelor  $\mathcal{R}_1$  și  $\mathcal{R}_2$ , se află temperatura  $T_1$  corespunzătoare punctului de inflexiune a curbei, pe baza relației:

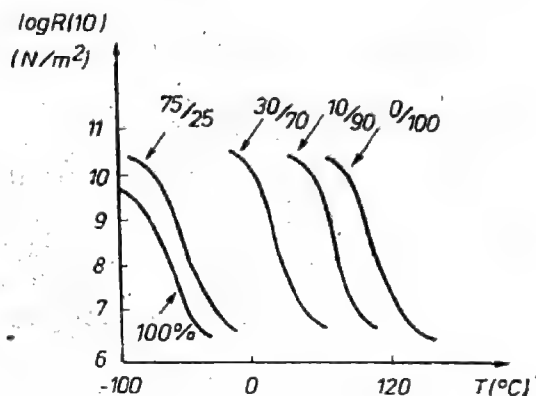
$$\log \mathcal{R}(10) = \frac{1}{2} (\log \mathcal{R}_1 + \log \mathcal{R}_2), \quad (417)$$

satisfăcută de mărimile respective la această temperatură.

Așadar, analiza curbei reprezentative a dependenței modulului de temperatură (într-un interval de timp standardizat la 10 s) se dovedește a fi o cale rapidă și comodă de exprimare a proprietăților viscoelastice ale unui polimer. În figura 105 sînt reprezentate curbele  $\log \mathcal{R}(10) = f(T)$ , în faza de tranziție, pentru o serie de copolimeri butadienă-stiren, care diferă prin compoziția masică a celor doi constituenți; toți acești polimeri sînt complet amorfii, chiar și după întindere.

Se observă că aceste curbe sînt aproximativ echivalente, dacă se efectuează o translație a lor în lungul axei temperaturilor, astfel încît temperaturile respective  $T_i$  (sau  $T_v$  — temperatura de vitrifiere) să coincidă. Studiile experimentale de acest gen au scos în evidență faptul că pentru majoritatea polimerilor amorfii, curbele  $\log R(10) = f(T)$  sînt de același tip. Această constatare conduce la un concept calitativ esențial în analiza proprietăților mecanice ale polimerilor amorfii liniari, fiind enunțat de A. V. Tobolsky, după cum urmează: doi polimeri amorfii liniari, care au aceeași distribuție a întinderii pătratică medii  $\langle h^2 \rangle$  a lanțului, sînt echivalenți din punct de vedere mecanic, la temperaturi corespondente [85]. Această concluzie se aplică și polimerilor amorfii cu punți transversale, dacă au aceeași concentrație de punți și de lanțuri elementare.

Fig. 105. Dependența modului  $R(10)$  de temperatură, pentru o serie de copolimeri butadienă-stiren. În dreptul fiecărei curbe este indicat raportul masic (%) al celor două componente: butadienă și stiren.



Noțiunea de temperaturi corespondente poate fi precizată dacă se introduce temperatura redusă  $T/T_c$  sau  $T - T_c$ , unde  $T_c$  reprezintă temperatura caracteristică a polimerului. Mărimile  $T_i$  și  $T_v$ , deși diferă cu câteva grade între ele, pot reprezenta (într-o primă aproximație) în mod convenabil temperatura caracteristică (sau corespondentă)  $T_c$ .

Ca un corolar al principiului temperaturilor corespondente, se poate afirma că doi polimeri amorfii pot fi considerați practic echivalenți din punct de vedere mecanic, dacă au aceeași temperatură de vitrifiere  $T_v$  și același grad de polimerizare al macromoleculelor.

Copolimerii butadienă-stiren, dați ca exemplu mai înainte, acoperă aproape întregul domeniu de utilizări practice ale polimerilor amorfii.

Astfel, polibutadiena vulcanizată, cu o temperatură de vitrifiere  $T_v = -85^\circ\text{C}$ , se află la una din limitele domeniului, dîndu-i-se întrebuințări de elastomer la temperaturi joase, întîlnite în Arctica și în Antarctica.

Copolimerul vulcanizat butadienă-stiren 75/25 (cu o compoziție masică de 75% polibutadienă și 25% polistiren) este unul din cauciucurile sintetice cele mai utilizate la confecționarea anvelopelor; el are o temperatură de vitrifiere  $T_v = -57^\circ\text{C}$ .

Copolimerul 30/70, cu  $T_v = 18^\circ\text{C}$ , se folosește sub formă de emulsii (cu adaos de pigmenți) ca vopsea pe bază de apă, sau (fără pigmenți) ca strat de bază la acoperirea cu lac a unor suprafețe. La temperatura camerei, acest copolimer formează o peliculă flexibilă și rezistentă.

Copolimerul 10/90, cu  $T_v = 68^\circ\text{C}$ , reprezintă un material plastic rigid, asemănător sticlei; este folosit ca material termoplastice formativ.

În sfîrșit, polistirenul atactic, cu  $T_v = 100^\circ\text{C}$ , este întrebuințat, de asemenea, ca material termoplastice formativ; el se prezintă sub forma unui solid plastic relativ dur, fiind transparent ca sticla și avînd proprietăți electrice remarcabile, dar fiind puțin rezistent la solicitări mecanice.



Se observă că temperatura de vitrifiere a tuturor acestor copolimeri satisface ecuația empirică:

$$T_v = N_1 T_{v1} + N_2 T_{v2}, \quad (418)$$

unde  $N_1$  și  $N_2$  sînt fracțiile molare respective ale celor două componente ale copolimerului, iar  $T_{v1}$  și  $T_{v2}$  — temperaturile de vitrifiere corespunzătoare.

Principiul stărilor viscoelastice corespondente ale polimerilor amorfii limitează întrebunțările mecanice ale acestor materiale. Practic, este adesea necesar ca materialele să aibă modulul  $\mathcal{E}$  de valori ridicate și în același timp, să prezinte o rezistență mare la întindere. Polimerii amorfii îndeplinesc aceste condiții în intervalul de temperaturi  $T_v$  și  $T_v + 20^\circ\text{C}$ . Deasupra temperaturii  $T_v + 20^\circ\text{C}$ , modulul devine foarte mic; sub  $T_v$ , polimerul devine fragil și manifestă o rezistență scăzută la deformare.

### 9.3.2. Spectrul viscoelastic

Caracterizarea unui polimer printr-un singur timp de relaxare  $t_r$  este neconcludentă și din această cauză, se recurge practic la un întreg spectru de valori ale timpilor de relaxare, la așa-numitul *spectru viscoelastic*. Caracterul spectrului este condiționat, într-o măsură mai mică sau mai mare, de diverși factori influenți, ca masa moleculară, polimolecularitatea, structura chimică etc.

#### 9.3.2.1. Influența masei moleculare asupra spectrului viscoelastic

În examinarea acestei influențe se consideră două fracții monodisperse, minuios separate din unul și același polimer, una avînd lungimea macrolanțului echivalentă cu 1 000 elemente Maxwell, iar cealaltă — cu 3 000 asemenea elemente. În acești termeni, este firesc să se presupună că porțiunile celor două spectre, corespunzătoare valorilor mici ale timpului de relaxare  $t_r$ , sînt aproape identice și nu depind de lungimea catenei, deci de masa moleculară. De exemplu, relaxarea unei porțiuni de lanț formată din 100 de elemente nu va depinde în mod esențial de dimensiunea globală a macromoleculei din care face parte. Dimpotrivă, un segment format din 900 de elemente se comportă diferit în cazul fracției 1 000, față de fracția 3 000; de aceea, pentru valori mari ale timpilor de relaxare  $t_r$ , spectrele viscoelastice diferă între ele.

Deci, fracțiile aparținînd unuia și aceluiași polimer, dar avînd mase moleculare diferite, trebuie să aibă spectre viscoelastice identice pentru timpi de relaxare  $t_r$  mici, după cum spectrele lor viscoelastice trebuie să difere în domeniul valorilor mari ale timpilor de relaxare. O asemenea diferență devine pregnantă în domeniul curgerii viscoase.

În general, influența masei moleculare asupra fluidității sistemelor polimerice poate fi rezumată prin următoarele constatări:

- deformația elastică remanentă, care se efectuează *rapid*, nu depinde de masa moleculară;

- în cazul unei acțiuni prelungite a forțelor de întindere, probele cu masa moleculară mare manifestă o elasticitate remanentă mai mare decît cele cu masă moleculară mică;

- probele cu masă moleculară mică manifestă mai evident fenomenul de curgere remanentă decît probele cu masă moleculară mare.

Polimerii amorfii cu grad de polimerizare foarte scăzut sînt, în esență, lichide vîscoase și de aceea, deformația unui asemenea polimer, condiționată

de curgerea vîscoasă, este foarte departe de domeniul elasticității conformaționale. Pe măsură ce se trece spre polimerii cu grad de polimerizare ridicat, elasticitatea conformațională crește aproape proporțional cu gradul de polimerizare, pe cînd fluiditatea scade rapid.

La temperaturi foarte ridicate, sau pentru intervale mari de timp, în cazul polimerilor cu catene principale foarte lungi, curgerea vîscoasă va fi mai prominentă decît elasticitatea conformațională; acest proces comportă temperaturi cu atît mai ridicate, cu cît gradul de polimerizare este mai înalt.

### 9.3.2.2. Influența polidispersiei asupra spectrului viscoelastic

Distribuția timpilor de relaxare pentru un polimer dat este condiționată de varietatea conformațională a diferitelor grupuri de molecule polimere, caracterizate prin aceeași dimensiune; distribuția moleculelor după masa moleculară nu afectează spectrul timpilor de relaxare.

Dacă un polimer monodispers are caracteristic un spectru viscoelastic, cu atît mai mult este de așteptat să aibă un asemenea spectru probele, în cazul unor diferențe ale gradului de polimerizare. Totuși, o asemenea presupunere se dovedește valabilă doar în parte.

O fracție monodispersă de polimer poate fi reprezentată printr-un model Voigt generalizat (fig. 103 a), afectat de un *spectru de distribuție al timpilor de întârziere*  $\mathcal{J}(t')$ . Acest model poate fi adaptat și unui amestec polidispers de fracții, dovedindu-și utilitatea în explicarea calitativă a cauzei care face ca polidispersia să nu influențeze decisiv complexitatea spectrului viscoelastic.

Se poate considera, de exemplu, un polimer constituit din două componente  $A$  și  $B$ , de același fel, dar de mase moleculare diferite  $M_A$  și  $M_B$ , fiecare din ele fiind reprezentată printr-un model Voigt generalizat, cu funcția sa proprie de distribuție pentru timpii de întârziere. Cele două modele sînt legate în paralel (fig. 106), obținîndu-se o nouă distribuție a timpilor  $t'$ .

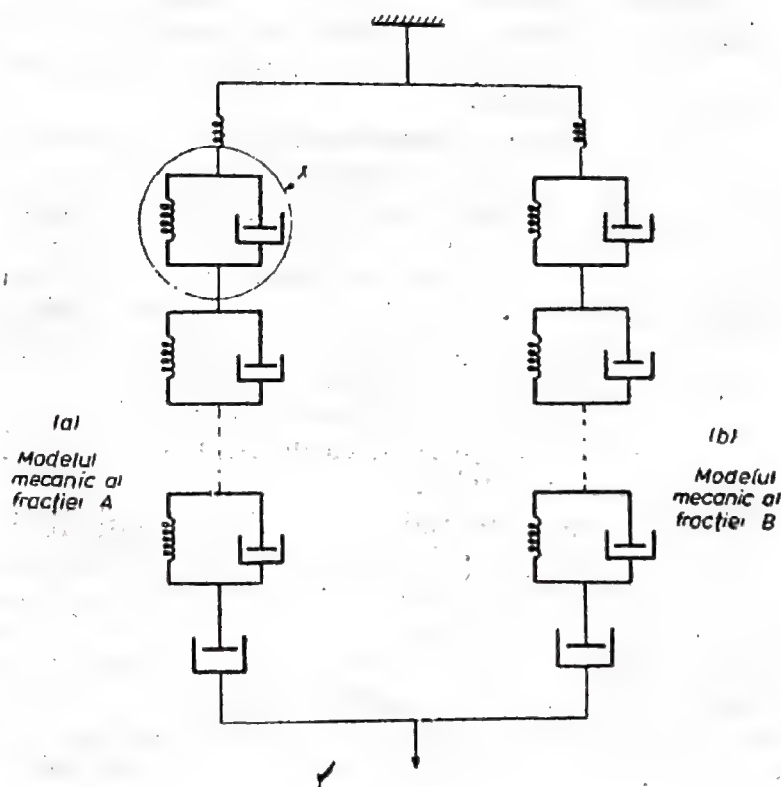


Fig. 106. Modelul mecanic preconizat pentru un amestec de două fracții distincte ale unui polimer liniar amorf.



Raportul dintre „masele” respective ale fiecărui model, luat separat, trebuie să fie egal cu raportul maselor celor două componente. Alfrey a arătat că acest model de ansamblu poate fi oricând înlocuit cu modelul X, care reprezintă un monomer din fiecare componentă dată (fig. 106).

Așadar, proprietățile viscoelastice ale polimerilor amorfi nu sînt influențate de polidispersia lor, deoarece distribuția timpilor de relaxare  $t_r$ , nu depinde de gradul de polimerizare, ci de deosebirile dimensionale și conformaționale ale segmentelor considerate.

### 9.3.2.3. Influența structurii chimice asupra spectrului viscoelastic

Structura chimică a polimerului, prin stereochimia unităților monomere ale lanțului macromolecular, influențează primordial spectrul viscoelastic. Din acest punct de vedere, se poate spune că dacă s-ar cunoaște cu precizie rolul fiecăruia din factorii menționați pînă aici, în influențarea comportării mecanice a unui polimer, nu ar fi exclusă producerea acestuia cu o serie de proprietăți viscoelastice preconizate.

În teoria moleculară a deformației viscoelastice intervin auxiliar rezolvării unor asemenea probleme de natură teoretică, funcțiile  $\mathcal{J}(n)$ ,  $t_r(n)$  și  $\mathcal{J}(t_r)$ :

- funcția  $\mathcal{J}(n)$  descrie elasticitatea omogenă, aferentă schimbărilor de configurație ale diferitelor segmente de lanț, constituite din  $n$  atomi;
- funcția  $t_r(n)$  caracterizează dependența timpilor de relaxare de schimbările conformaționale care se produc cu aceleași segmente de macrolanț considerate anterior;
- funcția  $\mathcal{J}(t_r)$  descrie întregul spectru viscoelastic, fiind o combinație a celor două funcții  $\mathcal{J}(n)$  și  $t_r(n)$ .

În acest sens se observă că influențele exercitate de structură chimică asupra spectrului viscoelastic al unui polimer sînt de două feluri: influențe datorate elasticității intime a catenelor respective și influențe datorate forțelor inter-moleculare, diferențiate la nivelul catenelor.

Dintre influențele din prima categorie se desprind cele datorate existenței unor bariere înalte de potențial, precum și cele care se manifestă ca urmare a prezenței unor elemente de rigiditate în legăturile în jurul cărora se efectuează rotația liberă.

Astfel, se remarcă influența exercitată de *barierele de potențial* asupra spectrului viscoelastic, după cum acestea sînt sau nu în conjunctura legăturilor. Eyring și colaboratorii săi au ajuns la concluzia că barierele de potențial *simetrice* nu introduc deosebiri în ceea ce privește rotația liberă a catenelor respective, deci, în acest caz, repartitia de echilibru a conformațiilor (a distanțelor dintre capetele lanțului etc.) nu depinde de prezența barierelor de potențial. Aceasta înseamnă că funcția  $\mathcal{J}(n)$ , legată de *elasticitatea conformațională*, nu este influențată de o structură chimică caracterizată prin bariere de potențial simetrice; în schimb, bariera de potențial simetrică mărește valoarea funcției  $t_r(n)$ , întrucît ea determină atenuarea efectelor mișcării micro-browniene a segmentelor.

Barierele de potențial *nesimetrice*, atașate rotațiilor restrictive în jurul legăturilor din cuprinsul unei macromolecule, se manifestă prin mărirea întinderii lanțului față de situația în care aceleași bariere de potențial nesimetrice coexistă cu rotameri liberi. Dacă lanțurile polimere sînt foarte lungi, creșterea distanței dintre extremitățile lor constituie numai o mică parte din lungimea totală a catenei. Creșterea dimensiunilor secțiunii transversale, prin apariția catenelor secundare sau a unor substituenți mari, exercită o influență importantă asupra viscozității soluțiilor diluate de polimeri.

În ceea ce privește *influența prezenței elementelor de rigidizare a legăturilor* asupra spectrului viscoelastic, se poate constata, de exemplu, că legăturile duble nu modifică esențial funcția  $\mathcal{J}(n)$ , dar ele determină o creștere însemnată a funcției  $t_r(n)$ .

Analiza corelației dintre elasticitatea moleculară și spectrul viscoelastic conduce la următoarele concluzii:

— în cazul rotațiilor frânate, barierele înalte de potențial determină creșterea timpului de relaxare  $t_r$ , în condițiile procesului de modificare a formei segmentelor de o anumită dimensiune;

— barierele de potențial simetrice nu influențează în mod vădit funcția  $\mathcal{J}(n)$ ;

— în cazul barierelor de potențial nesimetrice avînd diferite energii de activare, funcția  $\mathcal{J}(n)$  este influențată într-o măsură foarte mică;

— atunci cînd barierele de potențial sînt abrupte, prezentînd un singur minim, funcția  $\mathcal{J}(n)$  depinde preponderent de elasticitatea macroscopică a sistemului.

În cazul celui de-al doilea grup de influențe, se menționează că valorile *forțelor intermoleculare* depind de doi factori și anume, de polaritatea și de polarizabilitatea fiecărei unități monomere, precum și de unii factori pur geometrici de tipul ordonabilității structurale.

*Forțele intercatenare* influențează spectrul viscoelastic, determinînd o creștere a timpului de relaxare  $t_r$ . Există o strînsă corelație între valoarea forțelor intercatenare (de tip Van der Waals) și prezența barierelor de potențial. Astfel, dacă forțele Van der Waals dintre două segmente de lanț vecine sînt mari, bariera de potențial crește sensibil, așa încît salturile acestora dintr-o groapă de potențial în alta sînt împiedicate. Prin creșterea energiei de activare, viteza de difuzie a segmentelor scade, determinînd, în felul acesta, o creștere a timpului de relaxare  $t_r$  caracteristic pentru fiecare proces de deformare conformațională.

Aceste forțe intermoleculare specifice depind, la rîndul lor, atît de geometria moleculei, cît și de polaritatea și polarizabilitatea diferitelor unități monomere ale macrolanțului dat.

H. M a r c k a măsurat *forțele intermoleculare specifice*, adică forțele care se exercită pe unitatea de lungime (5 Å) a fiecărei catene, pentru o serie de polimeri înalți; rezultatele obținute sînt cuprinse în tabelul 11.

Marck a obținut aceste date considerînd că macromoleculele sînt compact încolăcite.

Diferențele dintre valorile forțelor de interacțiune, prezentate în tabelul 11, sînt determinate, în primul rînd, de deosebirile dintre polaritatea și polarizabilitatea legăturilor.

Tabelul 11

Polimerul	Legăturile de covalență	Energia de disociere $\times 10^3$ (cal/mol)	Grupe responsabile ale atracției	Forța inter- moleculară/ 5Å (cal/mol)
Polietilena	—C—C—	70—80	(CH <sub>2</sub> )	1 000
Polizobutilena	—C—C—	70—80	(CH <sub>2</sub> ), (CH <sub>3</sub> )	1 200
Cauciucul	—C—C—	70—120	(CH <sub>2</sub> ), (CH—CH <sub>3</sub> )	1 300
Celuloza	—C—O—C—	80—90	(OH)—O—	6 200
Poliamidele	—C—N—C—	70—90	(CH <sub>2</sub> ), C—O—NH, H	5 800



Se știe că forțele intermoleculare sînt relativ mici în catena unei hidrocarburi saturate, deși prezența grupelor polare duce la creșterea lor.

Polimerii înalți, caracterizați prin forțe mari de înlănțuire configurațională, în stare amorfă, prezintă valori ridicate ale timpului de relaxare  $t_r$  în cazul diferitelor configurații, în comparație cu polimerii caracterizați de interacțiuni slabe. Marck a relevat tendința de cristalizare a polimerilor atunci cînd au un coeficient de împachetare ridicat; tendința de cristalizare depinde însă și de o serie de factori geometrici.

Printre factorii geometrici care influențează timpul de relaxare  $t_r$ , se numără *densitatea și regularitatea structurală*. Densitatea catenelor scade în prezența grupelor rigide ale substituenților mari (de exemplu, fenilul), legate solidar de catenă. În aceste condiții, scăderea numărului de atomi ce revin unității de lungime din lanț determină o creștere a elasticității de conformație, reprezentată prin funcția  $\mathcal{J}(n)$ . În același timp, crește și timpul de relaxare  $t_r$ , deci funcția  $t_r(n)$ , întrucît segmentele de lanț, sărind în groapa de potențial, trag după ele și grupările substituente.

Prezența grupelor atomice relativ voluminoase dereglează regularitatea structurii moleculare. Astfel, prezența radicalilor fenilici în polistiren imprimă conformației catenei un caracter rectiliniu și în consecință, lanțurile de polistiren nu se pot împacheta compact, ca în cazul absenței substituenților mari. Datorită faptului că unele părți ale catenelor principale sînt menținute de către radicalii laterali la o oarecare distanță unele față de altele, forțele intermoleculare nu se pot echilibra complet și în consecință, polimerul amorf este într-o relativă stare de tensiune. În acest caz, interacțiunea moleculară reală este ceva mai mică decît cea calculată în ipoteza împachetării compacte a moleculelor.

**În concluzie:** structura chimică influențează spectrul viscoelastic al polimerilor amorfi liniari, în primul rînd, prin funcția  $t_r(n)$  și nu prin funcția omogenă  $\mathcal{J}(n)$ . Practic, acest fapt permite să se aprecieze, în linii mari, influența structurii chimice asupra temperaturii de vitrifiere  $T_v$ ; se constată că  $T_v$  depinde foarte mult de structura chimică și mai puțin de gradul de polimerizare.

Polimerii simpli de tipul hidrocarburilor alifatice și cauciucul, prezentînd forțe de interacțiune destul de mici, se caracterizează prin valori reduse ale timpului de relaxare  $t_r$  și ale temperaturii de vitrifiere  $T_v$ ; dimpotrivă, prin introducerea unor substituenți apolari, chiar și într-o moleculă polară, se ajunge la reducerea temperaturii de înmuiere, deoarece catenele hidrocarburilor apolare neutralizează acțiunea radicalilor polari; dealtfel, așa se explică rolul de plastifiant sau de lubrifiant al inserțiilor apolare.

## Capitolul X

# REOLOGIA POLIMERILOR ÎN STARE TOPITĂ

### 10.1. Generalități

Rășinile termoplastice și o parte din rășinile termostabile se află, în timpul proceselor de prelucrare tehnologică, în stare înmuiată sau topită, constituind sisteme autentice, capabile de curgere și formare. Cunoașterea și caracterizarea proprietăților polimerilor în asemenea împrejurări este de o importanță deosebită pentru aplicarea și optimizarea unor procedee tehnologice, cum sînt: extruderea, vâlțuirea, calandrarea etc.

Conceptul de curgere a unei „topituri” poate fi considerat aplicabil riguros doar polimerilor semicristalini. Înmuiera și topirea regiunilor cristaline din acești polimeri se efectuează într-un interval fix de temperatură (temperatură de topire), peste care comportarea polimerilor respectivi prezintă caractere fluide prioritare. Ținînd seama însă de faptul că polimerii liniari amorfi, deasupra temperaturii de vitrifiere  $T_v$ , se înmoaie, fiind capabili de curgere la fel ca și polimerii semicristalini topiți, concluziile privind *curgerea și viscozitatea topiturilor* pot fi extinse la nivelul tuturor materialelor polimere, aflate în stări similare fluidelor viscoelastice.

Curgerea topituri de polimer nu are un caracter pur vîscos. Răspunsul materialelor aflate într-o asemenea stare, la o tensiune impusă, reunește caractere atît vîscoase, cît și elastice, cînd masa moleculară depășește o anumită valoare; practic, devine totuși convenabilă separarea proprietăților vîscoase de cele elastice în studiile de reologia topiturilor. Acest lucru este posibil atît teoretic, cît și experimental, încît în cele ce urmează, se va ține seama în-deosebi de *atributele vîscoase ale curgerii topiturilor de polimeri*: se impun însă unele considerații asupra celor două tipuri de metode experimentale, care corelează corespunzător proprietățile lor elastice și vîscoase.

În acest context intervine definitoriu, ca parametru fundamental, *viscozitatea polimerilor în stare topită*, care joacă un rol important în procesele de prelucrare și de manufacturare a polimerilor. Cunoașterea acestui parametru prezintă interes din punct de vedere fenomenologic, prin natura sa moleculară.

Studiul sistematic al viscozității topiturilor vizează, pe de o parte, metodele experimentale de măsurare ale acesteia, iar pe de alta, stabilirea interdependențelor unor variabile remarcabile ca: temperatura, presiunea, viteza de curgere, masa moleculară și structura polimerului.

Viscozitatea topiturilor de polimeri, indisolubil legată de structura lor moleculară, ilustrează caracteristic o serie de dependențe în care intervin parametri aferenți distribuției maselor moleculare, ramificării și structurii chimice. Cunoașterea și explicarea modului în care acești parametri influențează viscozitatea polimerilor în stare topită oferă un mijloc eficient de caracterizare a structurii polimerilor.



## 10.2. Reometria topiturilor de polimeri

Majoritatea tehnicilor de măsurare a viscozității topiturilor de polimeri reprezintă adaptări, în diferite forme, ale metodelor viscozimetrice folosite pentru alte substanțe și care au fost prezentate, în parte, în capitolul VIII. Metodele generale cel mai des folosite sînt: *extruderea capilară* și *viscozimetria de rotație*.

### 10.2.1. Tehnici de extrudare capilară

În *reometria extruderii capilare*, substanța de lucru este împinsă dintr-un rezervor în interiorul unui capilar, prin mijloace mecanice sau pneumatice. Sistemul este menținut în condiții izoterme cu ajutorul unor tehnici de control electric a temperaturii, sau al unor dispozitive cu control, bazate pe circulația apei.

În regim staționar de curgere și în condiții izoterme, forța de rezistență viscoasă, inerentă deplasării coloanei de fluid în capilar, este egală cu forța aplicată, determinantă pentru deplasarea coloanei respective în direcția de curgere. Astfel:

$$\tau = r \cdot \Delta P / 2L \quad (419)$$

unde  $r$  și  $L$  sînt respectiv, raza și lungimea coloanei, iar  $\Delta P$  — diferența presiunilor de la capetele capilarului. Se apreciază că tensiunea de forfecare este egală cu zero pe axul capilarului și crește, atingînd o valoare maximă lîngă perete. Această valoare maximă este folosită în general, pentru a caracteriza tensiunea de forfecare în curgerea capilară:

$$\tau_0 = R \cdot \Delta P / 2L, \quad (420)$$

$R$  fiind raza capilarului.

Ecuția (420) se aplică atît pentru fluidul newtonian, cît și pentru cel nenewtonian, atît timp cît  $\Delta P$  reprezintă diferența reală dintre presiunile de la capetele capilarului. În reometria capilară proprie topiturilor de polimeri, se ține seama de existența unui curent de curgere la ieșirea în atmosferă, iar presiunea statică de împingere în rezervor se identifică cu  $\Delta P$ . De aceea pentru calculul valorii reale a tensiunii de forfecare lîngă peretele capilarului (în particular, atunci cînd raportul  $R/L$  este mic) trebuie să se țină seama de „efectele de capăt” (terminale), care presupun deformări elastice și viscoase, la intrarea și la ieșirea din capilar.

În curgerea capilară, viteza de forfecare variază, asemenea tensiunii de forfecare, de la zero (pe axa capilarului) pînă la o valoare maximă (lîngă peretele capilarului). Deoarece calculul viscozității necesită tensiuni și deformări de forfecare luate în același punct, se obișnuiește să se calculeze viteza de forfecare lîngă perete. Această mărime depinde totuși de natura distribuției radiale a vitezei, fiind diferită după cum fluidul este newtonian sau nenewtonian. Viteza de deformare lîngă perete, în cazul unui fluid newtonian, este exprimată prin ecuația:

$$\dot{\gamma}_r = 4Q / \pi R^3, \quad (421)$$

unde  $Q$  reprezintă debitul (sau viteza de curgere volumică).

O expresie mai generală pentru un fluid nenenewtonian, și care se reduce la ecuația (421) în cazul newtonian, a fost obținută de către Rabinowitsch [86], Krieger și Maron [87]:

$$\dot{\gamma}_{rp} = 3/4 \dot{\gamma}_p + 1/4 \dot{\gamma}_p (d \log \dot{\gamma}_p / d \log \tau_{rp}) \quad (422)$$

unde  $\dot{\gamma}_{rp}$  este viteza „reală” de forfecare lângă perete, iar  $\tau_{rp}$  — tensiunea „reală” de forfecare lângă perete.

Introducând noțiunea de *indice al comportării la curgere* sau *indice de curgere*,  $n$ , ca o măsură a deviației unei topituri de polimer de la comportarea newtoniană, și exprimat prin relația

$$n = \frac{d \log \tau}{d \log \dot{\gamma}}, \quad (423)$$

se observă că acesta corespunde inversei cantității dintre paranteze în ecuația (422). În acest caz, ecuația (422) poate fi transcrisă sub forma:

$$\dot{\gamma}_{rp} = \left( \frac{3n + 1}{4n} \right) \cdot \dot{\gamma}_p \quad (424)$$

Cantitatea  $\frac{3n + 1}{4n}$  reprezintă așa-numita *corecție a lui Rabinowitsch* pentru comportarea nenenewtoniană, ea fiind egală cu unitatea în cazul fluidelor newtoniene, când  $n = 1$ .

Dintre reometrele de extrudare capilară de frecventă utilitate se disting: *reometrul de extrudare capilară MCER* [88], reprezentat în figura 107 și *reometrul cu ghidare pe bază de gaz CIL* [89].

Reometrul MCER constă, în principal, dintr-un rezervor cilindric terminat la partea inferioară cu un tub capilar. Polimerul în stare topită din rezervor este ghidat prin capilar, la o serie de viteze fixe, cu ajutorul unui plonjor cuplat la partea superioară cu un instrument de testare universal (*Instron Universal Tester*); vitezele fixate și diametrele capilarelor concurează la determinarea vitezei de forfecare, conform ecuației (421). Forțele corespunzătoare diverselor căderi de presiune prin capilar, la diferite viteze, se măsoară cu ajutorul unei celule de încărcare prin compresiune; tensiunea de forfecare se calculează după formula (420).

Reometrul CIL constă de asemenea dintr-un rezervor cilindric și dintr-un capilar; în acest caz însă, polimerul este împins în capilar cu ajutorul unui gaz sub diferite presiuni.

În general, aceste instrumente sînt folosite în domeniul vitezelor de forfecare mijlocii și mari ( $0,1 - 10^4 s^{-1}$ ). Pentru viteze de forfecare mai mici, cel puțin în cazul topiturilor de polimeri de viscozitate ridicată, se folosesc dispozitive rotaționale.

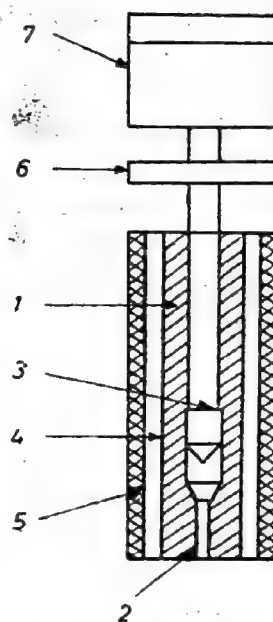


Fig. 107. Schiță de principiu a reometrului de extrudare capilară: 1 — rezervor cilindric; 2 — capilar; 3 — plonjor; 4 — manta de termostatare; 5 — încălzitor electric; 6 — instrument de testare; 7 — celulă de încărcare prin compresiune.



### 10.2.2. Metode de rotație

Gama *reometrelor de rotație*, denumite astfel deoarece presupun forfecarea unei probe între două suprafețe aflate în mișcare de rotație una față de alta, este relativ diversificată constructiv. Cele mai răspândite sînt *reometrele cu cilindri concentrici* (fig. 108) și *reometrele de tip con-placă* (fig. 109).

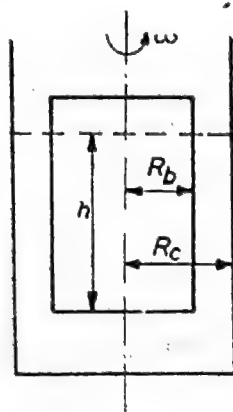


Fig. 108. Reprezentarea schematică a reometruului cu cilindri concentrici.

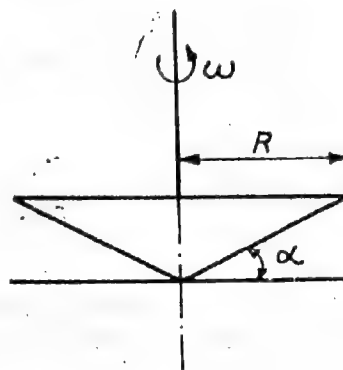


Fig. 109. Elementele constructive ale reometruului de tip con-placă.

Dispozitivul cu cilindri coaxiali constă dintr-o cameră cilindrică termostatăă, în care se află un al doilea cilindru, astfel încît în spațiul foarte îngust dintre ei să se poată introduce proba de studiu. Rotirea unuia din cilindri se poate efectua cu o serie de viteze constante; în mod obișnuit, cilindrul exterior este elementul imobil, pe cînd cel interior, conectat la un dispozitiv apt să indice și cuplul de rotație, se mișcă controlat. Astfel, în timp ce cilindrul interior este rotit cu o viteză constantă, proba se pune în mișcare, transmitînd cilindrului exterior un cuplu, ca urmare a rezistenței viscoase; acest cuplu este proporțional cu tensiunea de forfecare.

Admițîndu-se că lîngă perete nu se produc alunecări, tensiunea de forfecare, la orice distanță pe rază față de axa de rotație, se exprimă prin formula :

$$\tau = M/2\pi r^2(h - h_0); R_b \leq r \leq R_c, \quad (425)$$

unde  $M$  este momentul cuplului de torsiune, considerat constant pentru întreaga masă de formă tubulară a probei dintre cilindri;  $h$  reprezintă înălțimea părții din cilindrul interior cuprins de probă,  $h_0$  constituie un termen de corecție, iar  $R_b$  și  $R_c$  sînt razele cilindrului interior și respectiv, exterior.

Deoarece  $M$  este constant, raportul tensiunilor de forfecare corespunzătoare celor două limite este dat de relația :

$$\frac{\tau_b}{\tau_c} = \frac{R_c^2}{R_b^2}. \quad (426)$$

Viteza de forfecare variază și ea de la o limită la cealaltă, în funcție de caracterul comportării fluidului (de exemplu, newtonian). Viteza de

forfecare, pentru un fluid newtonian, la o distanță radială  $r$  ( $R_b \leq r \leq R_c$ ), se exprimă prin ecuația :

$$\dot{\gamma}_r = (2\omega/r^2) \cdot R_b^2 \cdot R_c^2 / (R_c^2 - R_b^2), \quad (427)$$

unde  $\omega$  este viteza unghiulară a elementului de ghidare.

Trebuie menționat că există și unele dezavantaje care limitează folosirea acestui tip de aparat în cazul topiturilor vâscoase de polimeri. Dintre acestea, cea mai restrictivă este dificultatea legată de calculul corect al vitezei de forfecare, cauzată chiar de variația acesteia în spațiul dintre cei doi cilindri. Cel mai mare dezavantaj îl constituie însă tendința fluidului de a ieși în afara spațiului inelar dintre cei doi cilindri, atunci cînd vitezele de forfecare sînt relativ mari; acest fenomen, cunoscut sub numele de *efect Weissenberg*, este o consecință a generării unor tensiuni normale în fluid.

Un exemplu de realizare practică a aparatului de tip con-placă îl constituie reogoniometrul Weissenberg [90, 91]. În acest caz, proba este plasată în spațiul dintre suprafața conică în rotație și placa orizontală fixă. Unghiul mic al conului ( $\alpha \lesssim 4^\circ$ ) se definește ca unghiul exclus, sau unghiul dintre suprafața conică și suprafața plană a plăcii de bază. În configurația reogoniometrului Weissenberg, placa de bază (sub forma unui trunchi de con) este antrenată cu diferite viteze de rotație constante. Se presupune că nu există lunecare între polimer și suprafețele instrumentului. Tensiunea de forfecare în probă, la o anumită viteză de deformare, este dată de ecuația :

$$\tau = 3\mathcal{M}/2\pi R^3, \quad (428)$$

unde  $R$  este raza conului, iar  $\mathcal{M}$  — cuplul de torsiune provocat de rezistența vîscoasă pe care proba o opune mișcării plăcii de bază.

Ca o consecință a creșterii spațiului inelar dintre con și placă, propriu configurației conice, viteza de forfecare devine constantă pe întreaga probă, fiind dată (pentru unghiuri conice mici), la fiecare viteză  $\omega$ , de relația :

$$\dot{\gamma} = \omega/\alpha. \quad (429)$$

Invarianța vitezei de forfecare pe întreaga probă constituie avantajul principal al reometrului de tip con-placă.

### 10.3. Proprietăți reonome relevate în studiul experimental al topiturilor de polimeri

Rolul important pe care îl are viscozitatea topiturilor de polimeri în producerea și prelucrarea materialelor polimere explică acumularea unei mari cantități de date experimentale, referitoare la diverse tipuri de polimeri. Astfel, în literatura de profil sînt cuprinse ample și interesante informații privind topiturile unor polimeri, ca polistirenul, cauciucul nevulcanizat, poliizobutilena, sau polietilena. De asemenea, sînt bine ilustrate în sursele de specialitate comportările, din acest punct de vedere, ale nylonului de diverse specii, ale esterilor poliacrilici, policlorurii de vinil etc.

Un interes deosebit suscită rezultatele experimentale privind dependența viscozității topiturilor de particularitățile structural-conformaționale, în anumite condiții de temperatură și de presiune. Este important de arătat, din punct de vedere practic, că aspectul fizic al unui polimer de extrudare depinde



atît de proprietățile polimerului, cît și de condițiile extruderii. Această comportare la extrudare, care se pare că își are originea mai degrabă în elasticitatea topiturii decît în viscozitatea ei, joacă un rol important în adaptarea unor rășini anumitor scopuri practice.

### 10.3.1. Dependența viscozității polimerilor în stare topită de masa moleculară

Dependența viscozității newtoniene limită, de masa moleculară, a fost amănunțit investigată în diversele cazuri semnificative a numeroase sisteme polimerice. Fox, Gratch și Loshaek [92], procedînd la o analiză de ansamblu a rezultatelor diferitelor studii efectuate pînă în anul 1955, au ajuns la concluzia că datele viscozimetrice privind diverși polimeri liniari, cu macrolanțuri mai lungi decît o anumită valoare critică  $Z_c$ , verifică satisfăcător relația empirică:

$$\log \eta = 3,4 \cdot \log Z_w + K; \quad Z_w > Z_c, \quad (430)$$

unde  $Z_w$  reprezintă parametrul lungimii medii masice de lanț, exprimată prin numărul de atomi din catena principală, și proporțional cu  $\langle M_w \rangle$ ;  $K$  este o mărime dependentă de temperatură.

Lungimea de lanț  $Z_c$ , postulată ca avînd valoare critică pentru lanțurile statistic contorsionate și întrepătrunse, reprezintă un punct similar pe diagramele de tip  $\log \eta = f(\log Z_w)$ . Pentru lungimi de lanț mai mici decît  $Z_c$ , se remarcă dependența strînsă a viscozității newtoniene de  $Z_w$ . Rezultatele experimentale confirmă faptul că deasupra lungimii critice de lanț  $Z_c$  (sau  $M_c$ ), relația empirică (430), indicînd o pantă egală cu 3,4 sau 3,5, redă corect dependența viscozității newtoniene limită (corespunzătoare unei viteze de forfecare nule) a polimerilor liniari, de masa moleculară, sau de lungimea de lanț.

Evoluția viscozității newtoniene limită pentru lungimi de lanț  $Z < Z_c$  este mult mai complicată. Caracterul complex al acestei evoluții decurge primordial din dependența mărimii  $K$  de lungimea de lanț (dependența volumului liber de lungimea lanțului), pentru catenele scurte. S-a stabilit totuși că, în general, viscozitatea newtoniană este proporțională cu masa moleculară, sau cu lungimea de lanț.

Dependența generală a viscozității newtoniene limită de structura moleculară, în cazul polimerilor liniari, este sintetizată în următoarea ecuație:

$$\eta = \frac{N_A}{6} \cdot \left[ \left( \frac{\langle s_0^2 \rangle}{M} \right) \cdot \frac{Z_c}{v} \right] \cdot \left( \frac{Z_w}{Z_c} \right)^\alpha \cdot \xi, \quad (431)$$

unde  $\alpha = 3,4$ , iar  $\xi = f(T)$  pentru  $Z_w > Z_c$ ;  $\alpha = 1,0$  și  $\xi = f(T, Z_n)$  pentru  $Z_w < Z_c$ . În această ecuație,  $\langle s_0^2 \rangle$  este raza pătratică medie de rotație (neperturbată),  $v$  reprezintă volumul specific,  $\xi$  constituie un coeficient de frecare pentru atomii din lanț, iar  $Z_n$  exprimă lungimea medie numerică de lanț ( $N_A$  — numărul lui Avogadro).

Studiul dependenței viscozității topiturilor, atît de masa moleculară, cît și de distribuția după masele moleculare, în regiunea curgerii nenewtoniene este mai puțin elaborat. Observații de natură pur empirică au condus la concluzia că pentru un polimer dat, pe măsură ce masa moleculară crește, viteza de forfecare corespunzătoare curgerii nenewtoniene scade. Tot pe baza

unor observații empirice, se poate presupune că lărgirea distribuției după masele moleculare duce la o creștere a „sensibilității” la forfecare [93]; cu alte cuvinte, pentru o viteză de forfecare dată, cu cât distribuția este mai largă, cu atât comportarea va avea un caracter mai pronunțat nenewtonian, iar indicele de curgere  $n$  va fi mai mic.

Discuția referitoare la dependența viscozității de lungimea de lanț, în domeniul curgerii nenewtoniene, poate fi extinsă prin determinarea pantelor curbelor  $\log \eta = f(\log Z_w)$  la diferite viteze de forfecare și prin studierea influenței vitezei de forfecare asupra lungimii critice de lanț. Cele trei tipuri de comportare pendinte de masa moleculară, așa cum au fost postulate pe baza datelor experimentale, pentru diferite sisteme polimere, sînt reprezentate în figura 110.

Tipul I de comportare, remarcat inițial de Bagley și West, și apoi de Porter și Johnson [94], consideră drept efect net al creșterii vitezei de forfecare în regiunea curgerii nenewtoniene, reducerea pantei curbei  $\log \eta = f(\log M)$ , pentru valori  $M > M_c$  (fig. 110-I).

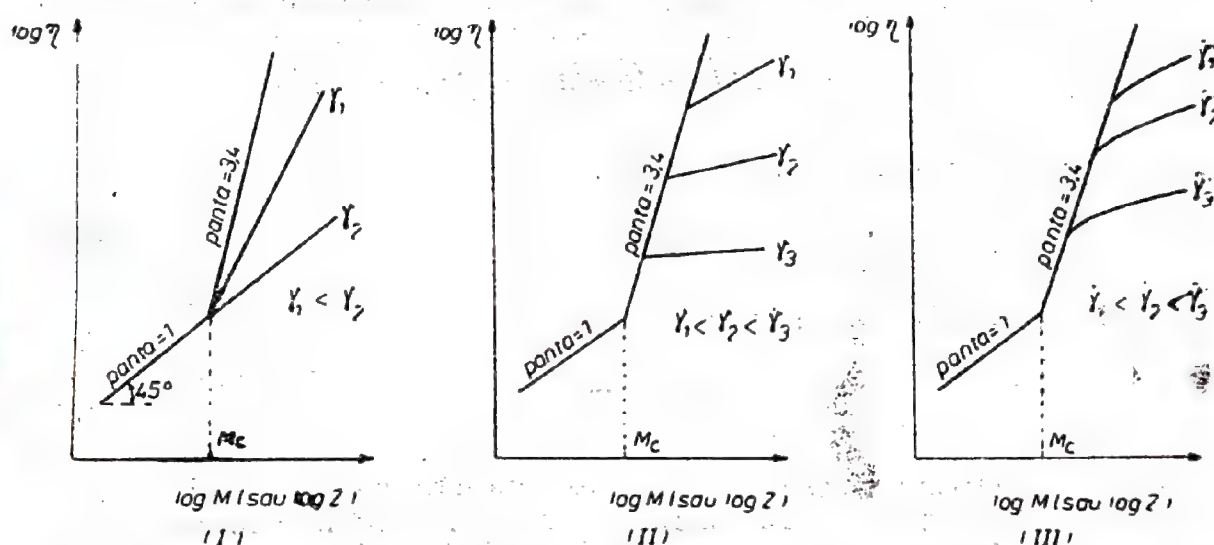


Fig. 110. Dependența  $\log \eta = f(\log M)$  în cazul viscozității newtoniene limită și al unor variante indicind abateră de la comportarea newtoniană, la viteze mari de forfecare.

În tipul II de comportare, propus de Schreiber, Bagley și West [95], redat în figura 110-II, viteza de forfecare corespunzătoare curgerii nenewtoniene scade odată cu creșterea masei moleculare, conform datelor empirice remarcate mai înainte. Ca și tipul I, tipul II indică o descreștere a pantei curbelor  $\log \eta = f(\log M)$ , pe măsură ce viteza de forfecare crește, în domeniul nenewtonian.

Recent, Collins și Bauer [96], reexaminînd o parte din aceste date, au propus tipul III de comportare, indicat în figura 110-III, care reține, în principal, trăsăturile esențiale ale modelului propus de Schreiber și colaboratorii, punîndu-l însă în acord cu o serie de rezultate experimentale menționate de Porter și Johnson.

Din această sumară discuție se poate trage concluzia că în ansamblu, modul în care viscozitatea topiturii de polimeri evoluează de la forma newtoniană la cea nenewtoniană, ca funcție de masa moleculară și de întrepătrunderea macrolanțurilor, nu este încă suficient aprofundat.



### 10.3.2. Dependența de temperatură

Numeroase fapte experimentale demonstrează că viscozitatea majorității polimerilor în stare topită, la temperaturi mult mai ridicate decât temperatura lor de tranziție în stare vitroasă, depinde exponențial de temperatura absolută, după o ecuație de tipul celei stabilite de către Arrhenius (312). Atât energia de activare a curgerii viscoase  $E_a$ , cât și funcția de frecvență  $A$ , care intervin într-o asemenea relație, comportă determinări experimentale pentru fiecare sistem polimer investigat. Mărimile  $E_a$  și  $A$  diferă de la un polimer la altul, iar  $A$  depinde fie de viteza de forfecare, fie de tensiunea de forfecare. Se arată [97] că în domeniul curgerii nenenewtoniene, energia de activare corespunzătoare, la tensiune constantă

$$(E)_\tau = R \cdot [\partial \ln \eta / \partial (1/T)]_\tau$$

diferă de energia de activare a curgerii la viteză de forfecare constantă:

$$(E)_{\dot{\gamma}} = R [\partial \ln \eta / \partial (1/T)]_{\dot{\gamma}}$$

Astfel, pentru viscozitatea newtoniană,

$$(E)_\tau = (E)_{\dot{\gamma}}, \quad (432)$$

pe când în cazul viscozității nenenewtoniene,

$$(E)_\tau > (E)_{\dot{\gamma}}. \quad (433)$$

Energia de activare corespunzătoare viscozității newtoniene limită crește treptat cu creșterea masei moleculare, devenind constantă în domeniul general al maselor moleculare, sau al lungimilor de lanț critice. În domeniul nenenewtonian,  $(E)_{\dot{\gamma}}$  scade rapid la creșterea vitezei, sau a tensiunii de forfecare, în timp ce  $(E)_\tau$  rămâne constantă, sau scade foarte ușor.

Pentru alți polimeri, în particular, pentru cei amorfii, măsurătorile de viscozitate  $\eta(T)$  efectuate în apropierea temperaturii de vitrifiere evidențiază o variație a energiei de activare  $E_a$ , chiar și într-un domeniu îngust de temperatură. Pentru astfel de sisteme, ecuația (312) se dovedește a fi neadecvată descrierii dependenței viscozitate-temperatură. Folosind variabilele reduse pentru raportul viscozităților corespunzătoare temperaturii  $T$  și respectiv, unei temperaturi de referință  $T_s$ , Williams [98] și Williams, Landel și Ferry [99] au arătat că la o temperatură de referință judicios aleasă, datele de viscozitate redusă pentru mulți polimeri, sau soluții polimerice și alte sisteme de formare pot fi exprimate în baza ecuației universale valabile:

$$a_T = \eta \cdot T_s \cdot \rho_s / \eta_s \cdot T \cdot \rho \cong \eta / \eta_s, \quad (43)$$

care definește variabila redusă  $a_T$  și în care  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\eta_s$  și  $\rho_s$  sînt viscozitatea și densitatea corespunzătoare temperaturii  $T$  și respectiv, temperaturii de referință  $T_s$ . În aceste condiții, ecuația WLF se poate exprima sub forma:

$$\log a_T = \log \eta/\eta_s = \frac{-8,86 \cdot (T - T_s),}{(101,6 + T - T_s)}, \quad (435)$$

fiind aplicabilă într-un interval de temperatură de aproximativ  $T_s \pm 50^\circ$ . S-a mai stabilit astfel că în limitele largi ale determinării temperaturii de vitrifiere  $T_v$ ,  $T_s = T_v + 50^\circ$ ; ca urmare, ecuația (435) poate fi exprimată în funcție de proprietățile de bază ale materialului ( $T_v$ ), sub forma:

$$\log \eta/(\eta)_{T_v} = \frac{-17,44 \cdot (T - T_v),}{(51,6 + T - T_v)}, \quad (436)$$

aplicabilă într-un domeniu de temperaturi cuprinse aproximativ între  $T_v$  și  $T_v + 100^\circ$ ; în această ecuație,  $(\eta)_{T_v}$  este viscozitatea lichidului la  $T_v$ .

Valorile temperaturii  $T_v$  au fost tabelate pentru un mare număr de polimeri [92].



## Bibliografie

- [ 1] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. Ed. 2, cap. 4, John Wiley a. Sons, New York, 1956.
- [ 2] T. Alfrey, Jr. *Mechanical Behavior of High Polymers*. Inter. Sci. Publish., New York, 1948.
- [ 3] A. V. Tobolsky. *Properties and Structure of Polymers*. John Wiley and Sons, New York, 1960.
- [ 4] R. Buvet. *Théorie de la viscoélasticité linéaire*. Cap. IV in *Chimie macromoléculaire*, vol. I, coordonată de G. Champetier, Edit. Hermann, Paris, 1970.
- [ 5] E. C. Bingham. *Fluidity and Plasticity*. New York, 1922.
- [ 6] R. S. Lenk. *Plastics Rheology*. Maclaren, London, 1968.
- [ 7] R. Houwink. *Elasticity, Plasticity and the Structure of Matter*. London, 1937.
- [ 8] A. Tager. *Physical Chemistry of Polymers*. Mir Publish., Moscow, 1972.
- [ 9] L. Ionescu, I. C. Petrea. *Bul. Univ. din Braşov, C*, vol. XVI, 133, 1974.
- [10] H. Freundlich. *Thixotropy*. Paris, 1935.
- [11] J. C. Maxwell. *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)*, **157**, 52, 1867; *Scientific Papers*, 2, 26, Cambridge University Press, 1890.
- [12] T. Alfrey, Jr., E. F. Gurnee. *Dynamics of Viscoelastic Behavior*. Cap. 11, edit. F. R. Eirich, vol. I, 1956.
- [13] A. V. Tobolsky. *Stress Relaxation of the Viscoelastic Properties of Polymers*. Cap. 2, edit. F. R. Eirich, vol. II, 1958.
- [14] H. Eyring. *J. Chem. Phys.*, **4**, 283, 1936.
- [15] Ia. I. Frenkel. *Kineticeskaia teoria jidkosti*. Izd-vo Akad. Nauk S.S.S.R., 1945.
- [16] A. I. Bacinski. *Untersuchungen über die innere Reibung der Flüssigkeiten*. Part. I, Zs. f. Phys. Chem., **84**, 643, 1913; *Das Gesetz der Viscosität der Flüssigkeiten*, Phys. Zs. **13**, 1157, 1912.
- [17] M. L. Huggins. *J. Phys. Chem.*, **46**, 151, 1942; *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **41**, 1, 1942; *J. Am. Chem. Soc.*, **64**, 1712, 1942.
- [18] P. J. Flory. *J. Chem. Phys.*, **10**, 51, 1942.
- [19] P. J. Flory, W. R. Krigbaum. *J. Chem. Phys.*, **17**, 1347, 1949.
- [20] P. J. Flory. *Principles of Polymer Chemistry*. Cornell University Press, Ithaca, New York, 1953.
- [21] I. C. Petrea. *Termodinamica statistică a macromoleculelor*. E. D. P., 1953.
- [22] S. E. Bresler, B. L. Erusalinskii. *Fizika i himia makromolekul*. Moskva, 1965.
- [23] I. Prigogine. *The Molecular Theory of Solutions*. North Holland Publish. Company, Amsterdam, 1957.
- [24] E. Fermi. *Termodinamica*. Edit. ştiinţifică, Bucureşti, 1969.
- [25] I. Prigogine, E. Defay. *Thermodynamique chimique*. Paris, Dunod, 1950.
- [26] C. Strazielle, H. Benoit. *Macromolecules*, **8**, 203, 1975.
- [27] P. J. Flory, T. G. Fox. *J. Polym. Sci.*, **5**, 745, 1950.
- [28] B. H. Zimm, W. A. Stockmayer, Fixman. *J. Chem. Phys.*, **21**, 1716, 1963.



- [29] E. T. Severs. *Rheology of Polymers*. Reinhold Publish. Corporation, New York, 1962.
- [30] E. Kraemer, F. van Natta, J. Phys. Chem., **36**, 3175, 1932.
- [31] I. C. Petrea, L. M. Ionescu, C. Stănescu. *Fizica polimerilor. Relații între structură și proprietăți*. Lucrări de laborator (I), Centrul de multiplicare al Universității din București, 1972.
- [32] F. W. Billmeyer, Jr. *Textbook of Polymer Science*. Intersci. Publish, New York, 1962.
- [33] J. B. Kinsinger. *Viscometry*. În: *Enciclopedia of Polymer Science and Technology*, vol. 14.
- [34] R. M. Eigner. *The Native, Denatured and Renatured States of Desoxyribonucleic Acids*. Thesis, Harvard, 1956.
- [35] P. Gramain, R. Libeyere. J. Appl. Polymer Sci., **14**, 383, 1970.
- [36] M. Solomon. *Viscozimetrie și elemente de teoria viscozității*. Edit. tehnică, București, 1958.
- [37] H. Mark, *Der feste Körper*. S. 103, Leipzig, 1938.
- [38] S. R. Rafikov, S. A. Pavlova, I. I. Tverдохлебова. *Metodi opredeleniia molekuliarnih vesov i polidispersnosti visokomolekuliarnih soedinenii*. Izd-vo Akad. Nauk. S.S.S.R., Moskva, 1963.
- [39] P. J. Flory. J. Chem. Phys., **12**, 425, 1944.
- [40] I. C. Petrea. *Structura polimerilor*. E.D.P., București, 1971.
- [41] V. N. Tsvetkov, V. E. Eskin, S. I. Frenkel. *Struktura makromolekul v rastvorah*. Izd-vo Nauka, Moskva, 1964.
- [42] A. Rudin, H. K. Johnston. J. Polym. Sci., B, Polymer Letters, **1**, vol. 9, 55, 1971.
- [43] M. Huggins. J. Am. Chem., **64**, 2716, 1942.
- [44] S. A. Glikman. *Vvedenie v fizicheskuiu himiiu visokopolimerov*. Izd-vo Saratovskovo Universiteta, 1956.
- [45] F. Eirich, J. Riseman. J. Polym. Sci., **4**, 417, 1949.
- [46] A. Peterlin. *Viscosität*. Cap. V în cartea lui Stuarts *Das Makromolekül in Lösungen*, Springer Verlag, Berlin-Göttingen, p. 280—332, 1953.
- [47] H. Morawetz. *Macromolecules in Solution*. Intersci. Publish., New York, London, Sydney, 1966.
- [48] H. Morawetz. *Industrie chimique belge*. Vol. 19, 607, 1954.
- [49] J. M. Evans. *Manipulation of Light Scattering Data*. În: *Light Scattering from Polymer Solutions*. Edit. M. B. Huglin, Academic Press, London and New York, 1972.
- [50] C. Loucheux, G. Weill, H. Benoit. Journal de chimie physique, p. 540, 1958.
- [51] H. Benoit, C. Picot. Pure and Applied Chemistry, **12**, 545, 1966.
- [52] J. P. Cotton. *Application de la diffusion des neutrons aux petits angles à l'étude des polymères*. Cap. V, în: *Introduction à la spectrométrie neutronique*. Cours predat la C.E.N.—Saclay, Septembre-Octobre, 1974.
- [53] H. Benoit, D. Decker, J. S. Higgins, C. Picot, J. P. Cotton, B. Farnoux, G. Jannink, R. Ober. Nature Phys. Sci., vol. 245, **140**, 13, 1973.
- [54] M. Daoud, J. P. Cotton, B. Farnoux, G. Jannink, G. Sarma, H. Benoit, R. Duplessix, C. Picot, P. G. de Gennes. Macromolecules, **8**, 804, 1975.
- [55] J. P. Cotton, D. Decker, H. Benoit, B. Farnoux, J. Higgins, G. Jannink, R. Ober, C. Picot, J. de Cloiseaux. Macromolecules, **7**, 863, 1974.
- [56] L. M. Ionescu. *Etude conformationnelle des copolymères biséquences polystyrène-polyisoprène par diffraction des rayons X et diffusion des neutrons aux petits angles*. Teză, Universitatea L. Pasteur — Strasbourg, 1976.
- [57] P. J. Flory. Journ. Chem. Phys., **17**, 303, 1949; T. G. Fox, Jr., P. J. Flory. Journ. Phys. Chem., **53**, 197, 1949.



- [58] P. J. Flory. *Statistical Mechanics of Chain Molecules*. Intersci. Publish., New York — London—Sydney—Toronto, 1969.
- [59] D. McIntyre, A. Wims, L. C. Williams, L. Mandelkern. *Journ. Phys. Chem.*, **66**, 1932, 1962.
- [60] G. C. Berry. *Journ. Chem. Phys.*, **46**, 1338, 1967.
- [61] C. W. Pyun, M. Fixman. *Journ. Chem. Phys.*, **44**, 2107, 1966.
- [62] A. A. Tager. *Rheol. Acta*, **13**, 323, 1974.
- [63] W. R. Krigbaum. *J. Polym. Sci.*, **28**, 213, 1958.
- [64] T. Alfrey Jr., A. I. Goldberg, J. A. Price. *J. Colloid. Sci.*, vol. **5**, 251, 1950.
- [65] S. R. Palit, P. Colombo, H. F. Mark. *J. Polym. Sci.*, **6**, nr. 3, 295, 1951.
- [66] G. Delmas, D. Patterson. *Polymer*, **7**, 513, 1966.
- [67] M. Girolamo, J. R. Urwin. *Eur. Polym. J.*, **7**, 693, 1971.
- [68] A. Dondos, P. Rempp, H. Benoit. *Polymer*, **13**, 97, 1972.
- [69] M. Girolamo, J. R. Urwin. *Aust. J. Chem.*, **24**, 729, 1971.
- [70] A. Dondos, D. Froelich, P. Rempp, H. Benoit. *Journal de chimie physique*, **64**, nr. 6, 1012, 1967.
- [71] R. M. Fuoss. *Faraday Society Discussions*, **11**, 125, 1951.
- [72] R. M. Fuoss, U. P. Strauss. *J. Polymer. Sci.*, **3**, 897, 1949.
- [73] R. M. Fuoss, U. P. Strauss. *Annals N. Y. Acad. Sci.*, **51**, 836, 1949.
- [74] H. Laederman. *Elastic and Creep Properties of Filamentous Materials and Other High Polymers*. The Textile Foundation, Washington D. C., 1943.
- [75] C. Zener. *Elasticity and Anelasticity of Metals*. University of Chicago Press, 1948.
- [76] S. A. Rice, J. G. Kirkwood. *J. Chem. Phys.*, **31**, 901, 1959.
- [77] J. D. Ferry. *Viscoelastic Properties of Polymers*. Ed. 2, John Wiley & Sons Inc., New York, 1970.
- [78] B. Gross. *Mathematical Structure of the Theories of Viscoelasticity*. 1953.
- [79] E. Wiechert. *Wied. Ann. Physik*, **50**, 335, 546, 1893.
- [80] R. Sips. *J. Polymer Sci.*, **69**, 1950.
- [81] W. Kuhn. *Z. Physik. Chem.*, **B 42**, 1, 1939.
- [82] W. Voigt. *Abhandl. Akad. Wiss., Göttingen*, **36**, 1899.
- [83] A. P. Alexandrov, Yu. S. Lazurkin. *J. T. F.*, **9**, 1249, 1939.
- [84] A. V. Tobolsky, J. R. McLoughlin. *J. Polym. Sci.*, **8**, 543, 1952.
- [85] A. V. Tobolsky, E. Catsiff. *J. Am. Chem. Soc.*, **76**, 4204, 1952; A. V. Tobolsky. *Rubb. Chem. Technol.*, **30**, 437, 1957.
- [86] B. Rabinowitsch. *Z. Physik. Chem.*, **145 A**, 1, 1929.
- [87] I. M. Krieger, S. H. Maron. *J. Appl. Phys.*, **23**, 147, 1952.
- [88] E. H. Merz, R. E. Colwell. *ASTM Bull.*, **232**, 63, 1958.
- [89] J. J. Benbow, P. Lamb. *SPE Trans*, **3**, 7, 1963.
- [90] K. Weissenberg. *Proc. Intern. Cong. Rheol.*, **1**, 1948, North Holland Publishing Co., p. 114, 1949.
- [91] W. F. O. Pollett, A. H. Cross. *J. Sci. Instr.*, **27**, 209, 1950.
- [92] T. G. Fox, S. Gratch, S. Loshaek. In: *Rheology, Theory and Applications*, Edit. F. R. Eirich, vol. I, Academic Press, New York, 1956, cap. 12.
- [93] D. R. Mills, G. E. Moore, D. W. Pugh. *SPE Trans.*, **1**, 40, 1961.
- [94] E. B. Bagley, D. C. West. *J. Appl. Phys.*, **29**, 1511, 1958.
- [95] H. P. Schreiber, E. B. Bagley, D. C. West. *Polymer*, **4**, 355, 1963.
- [96] E. A. Collins, W. H. Bauer. *Trans. Soc. Rheol.*, **9** (2), 1, 1965.
- [97] A. B. Bestul, H. V. Belcher. *J. Appl. Phys.*, **24**, 696, 1953.
- [98] M. L. Williams. *J. Phys. Chem.*, **59**, 95, 1955.
- [99] M. L. Williams, R. F. Landel, J. D. Ferry. *J. Am. Chem. Soc.*, **77**, 3701, 1955.



**Lei 10,80**

**EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ  
BUCUREȘTI – 1981**

